Série A, N° 3519
N° d'ordre
4391

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
de l'Université de PARIS

POUR OBTENIR

le grade de DOCTEUR ès SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean TACHON

PREMIÈRE THÈSE

Étude neutronique d'une pile à neutrons thermiques au plutonium: "Proserpine" Corrélations entre neutrons dans une réaction en chaîne

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la faculté

Soutenues le 15 NOV 1960 devant la Commission d'Examen

MM. PERRIN *Président*

FORTET, TEILLAC } *Examinateurs*

YVON, VENDRYES } *Invités*

1960

Série A, N° 3519
N° d'ordre
4391

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
de l'Université de PARIS

POUR OBTENIR

le grade de DOCTEUR ès SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean TACHON

PREMIÈRE THÈSE

Étude neutronique d'une pile à neutrons thermiques
au plutonium: "Proserpine" Corrélations entre neutrons dans une réaction en chaîne

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la faculté

Soutenues le devant la Commission d'Examen

MM. PERRIN *Président*

FORTET, TEILLAC } *Examinateurs*

YVON, VENDRYES } *Invités*

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

DOYEN ..... J. PERES

G. JULIA	T	Analyse sup. & Algèbre sup.
DE BROGLIE	T	Théories physique
PRENANT	T	Anatomie et Histol. comparées
PERES	T	Mécan. des Fluides et applications
BARRABE	T	Géol. struct. et Géol. appliquée
J. BOURCART	T	Géogr. physique et Géol. dynamique
PLANTEFOL	T	Botanique
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés
PREVOST	T	Chimie organique
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie
CHAUDRON	T	Chimie appliquée
WYART	T	Minéralogie
TEISSIER	T	Zoologie
MANGENOT	T	Biol. Végétale
P. AUGER	T	Physique quantique et relativité
MONNIER	T	Physiol. générale
PIVETEAU	T	Paléontologie
ROCARD	T	Physique (E. N. S.)
H. CARTAN	T	Mathématiques (E. N. S.)
LAFFITTE	T	Chimie générale
FAVARD	T	Géométrie supérieure
COULOMB	T	Physique du Globe
Mle COUSIN	T	Biol. animale (S. P. C. N.)
CHRETIEN	T	Chimie minérale
P. DRACH	T	Zoologie
KASTLER	T	Physique (E. N. S.)
EPHRUSSI	T	Génétique
WURMSER	T	Biologie physico-chimique
RIVIERE	T	Géologie (S. P. C. N.)
GAUTHERET	T	Biol. végétale (P. C. B.)
LUCAS	T	Recherches physiques
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire
ARNULF	T	Optique appliquée
M. MORAND	T	Enseignement de Physique
SOLEILLET	T	Physique
FORTIER	T	Mécanique exper. des fluides
DANJON	T	Astronomie
PETIT	T	Biologie maritime
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique
GALLIEN	T	Embryologie
EICHHORN	T	Biologie Végétale (S. P. C. N.)
DE CUGNAC	T	Biologie Végétale (S. P. C. N.)
Mle CAUCHOIS	T	Chimie Physique
THELLIER	T	Physique du Globe
L'HERITIER	T	Génétique
GRIVET	T	Radioélectricité
PONCIN	T	Mécanique Générale
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres
QUELET	T	Chimie organique
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire
CUVILLIER	T	Micropaléontologie
JUNG	T	Pétrographie
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique
WIEMANN	T	Chimie organique et structurale
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste
VASSY	T	Physique de l'Atmosphère
DESTOUCHES	T	Théories physiques
M. PRUVOST	T	Géologie
AMIEL	T	Chimie générale (P. C. B.)
HOCART	T	Minéralogie
J. P. MATHIEU	T	Physique (P. C. B.)
COUTEAUX	T	Biol. Animale (P. C. B.)
MAY	T	Biol. Animale (P. C. B.)
CHOQUET	T	Calcul différentiel et Intégral
FELDMANN	T	Biologie (P. C. B.)
GUINIER	T	Physique des solides
JOST	T	Physiol. comparée
FORTET	T	Calcul des probabilités
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et Intégral
CHOUARD	T	Physiologie Végétale
MALAVARD	T	Aviation
BRELOT	T	Calcul différentiel
NORMANT	T	Chimie organique
BENARD	T	Chimie minérale
BUVAT	T	Botanique (E. N. S.)
DUGUE	T	Statistiques mathém.
GELOSO	T	Chimie (S. P. C. N.)
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie
ULRICH	T	Physiologie Végétale
MARECHAL	T	Optique théorique et appliquée
KIRRMANN	T	Théories chimiques
CHADEFAUD	T	Botanique
Mle LE BRETON	T	Physiol. générale
SALEM	T	Mathématiques Générales
LELONG	T	Mathématiques Générales
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées
EHRESMANN	T	Topologie algébrique
FRANCON	T	Physique (S. P. C. N.)
GLANGEAUD	T	Géogr. physique et Géol. dynamique
GODEMENT	T	Mathématiques (M. P. C.)
PISOT	T	Calcul des Probabilités
ROCH E.	T	Géologie
SCHATZMANN	T	Astrophysique
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
ZAMANSKY	T	Mathématiques Générales
LENNUIER	T	Physique (M. G. P.)
RIZET		Génétique
ROUTHIER	T	Géologie Appliquée
Mme TONNELAT	T	Phys. théor.
DIXMIER	T	Mathématiques (M. P. C.)
SOUCHAY	T	Chimie générale
AIGRAIN	T	Electrotechnique
BRUSSET		Chimie minérale
M. LEVY		Physique théorique
Mme CHAIX		Chimie biologique
Mme HUREL-PY		Biol. Végétale (P. C. B.)
PIAUX		Chimie (P. C. B.)
BRUN	T	Mécanique expérimentale des fluides
LEDERER	T	Chimie des substances organiques naturelles
Mme DUBREIL	T	Mathématiques
Mme LELONG	T	Mathématiques (E. N. S.)
BELLAIR	T	Géologie (S. P. C. N.)
COTTE	T	Physique (M. P. C.)
DUBOIS J. E.	T	Chimie (S. P. C. N.)
LAMOTTE		Zoologie (E. N. S.)
MICHEL André	T	Chimie (S. P. C. N.)
OLMER	T	Energétique Générale
ROUAULT	T	Physique Générale
GAUTHIER	T	Méc. appliquée
BARCHEWITZ	T	Chimie Physique
BROSSEL	T	Physique atomique
BUSER		Biologie animale (P. C. B.)
CAMUS		Biol. Vég. (P. C. B.)
CASTAING		Physique Générale
CURIEN		Minéralogie et cristallographie
MOYSE	T	Physiologie Végétale
PANNETIER		Chimie (S. P. C. N.)
POSSOMPES	T	Biologie Animale (P. C. B.)
PULLMANN		Chimie Théorique
TEILLAC		Physique Nucléaire et Radioactivité
TONNELAT		Biol. physico-chimique
VILLE		Econométrie
WILLEMART		Chimie (P. C. B.)
DODE	T	Chimie
FREYMANN	T	Physique (S. P. C. N.)
GUINOCHET	T	Biol. Vég. (ORSAY)
ROLLET	T	Chimie (P. C. B.)
Mle JOSIEN	T	Chimie (P. C. B.)
CHEVALLEY	T	Géométrie Algébrique et théorie des groupes
ARNOULT	T	Physique (Orsay)
CHAPELLE	T	Physique (P. C. B.)
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay)
DENY	T	Mathématiques (Orsay)
GERMAIN P.	T	Mécan. théor. des fluides.
LUCAS G.	T	Géologie
ALLARD		Chimie Physique
BERTHELOT		Phys. Nucl. et Radioactivité
BRICARD		Météorologie et Phys. de l'atmosphère
Mme ALBE-FESSARD		Psycho-Physiol.
FRIEDEL		Physique des Solides
M. JULIA		Etude des Molécules organiques complexes
LENDER		Biol. Animale (S.P.C.N.) Orsay
MAGAT		Physico-chimie des Rayonn.
Mlle QUINTIN	T	Electrochimie
MONOT	T	Chimie du métabolisme
BENOIT	T	Physiologie animale
DE POSSEL	T	Analyse numérique
CHARLOT	T	Chimie analytique
HAÏSSINSKY	T	Radiochimie
LEMEE	T	Physiologie BMPV
GUERIN	T	Chimie MPC

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

INTRODUCTION

La réalisation et l'étude d'une pile à neutrons thermiques au plutonium se justifiaient à plus d'un titre :

- l'étude du plutonium dans les piles expérimentales à neutrons thermiques est encore fragmentaire. Seules des mesures rapides de criticalité ont été effectuées (1). La présence du plutonium perturbe le spectre des neutrons thermiques et les variations de réactivité avec la température sont difficiles à analyser.

- l'emploi d'un matériau fissile pur entraine des dimensions critiques très réduites. Les méthodes de calcul, valables pour les piles à eau lourde ou au graphite sont alors à raffiner. Le pourcentage élevé de fuites de neutrons hors du milieu multiplicateur fait jouer un rôle prépondérant au réflecteur. Dans ces petites piles, l'eau légère a été utilisée le plus souvent comme réflecteur (2), sauf dans le cas de Lopo (3).

- le fait de disposer d'une pile ayant une faible masse critique permet d'approfondir l'étude des corrélations dans les réactions en chaine par rapport aux publications antérieures.

- la mise au point des techniques de mesure dans une pile homogène devait profiter à une étude intensive des conditions critiques dans les usines de traitement de combustible nucléaire.

L'objet de cette thèse est de présenter l'étude expérimentale de la physique d'une pile à neutrons thermiques, dont le milieu multiplicateur est une solution de sulfate de plutonium dans l'eau légère, et le réflecteur étant constitué par de l'oxyde de béryllium.

Nous nous attachons d'abord à présenter les caractéristiques de définition de la pile, puis nous étudions successivement :

- les conditions critiques.
- la cinétique (mesures de l'efficacité des neutrons retardés et du temps de vie).
- le coefficient de température.
- les corrélations entre neutrons dans le milieu multiplicateur.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549219_0009

REMERCIEMENTS

Je remercie très vivement : Monsieur Perrin, qui, en autorisant la publication de ces travaux, a montré le grand intérêt qu'il y portait ; Monsieur Yvon, qui m'a constamment encouragé dans la poursuite des mesures, et me facilita la tâche en m'accordant tous les moyens nécessaires.

Mes remerciements vont particulièrement à Monsieur Vendryes. J'ai beaucoup apprécié sa haute compétence pour diriger mes premiers pas sur la voie difficile mais passionnante de la recherche. Je lui suis redevable des sujets abordés dans cette thèse. Qu'il trouve ici l'expression de ma vive gratitude.

Je tiens aussi à remercier tous ceux dont la participation était essentielle à cette étude. En particulier, les ingénieurs et techniciens du "Groupe Proserpine", dont la collaboration a toujours été agréable et efficace.

CHAPITRE I

DESCRIPTION DE LA PILE

Les caractéristiques de la pile ont été fixées en respectant trois impératifs principaux :

1/ Obtenir une masse critique aussi faible que possible.

2/ Disposer d'une grande sécurité eu égard à un accident de criticalité.

3/ Eviter toute contamination par le plutonium.

La description détaillée de la pile a fait l'objet de plusieurs publications (4) (5) (6). Nous nous limiterons ici à exposer comment les trois impératifs énoncés ci-dessus, ont été respectés.

1 - DESCRIPTION DE L'ENSEMBLE.

Baptisée "Proserpine" en souvenir de cette déesse de la mythologie grecque enlevée par Pluton, la pile a pour milieu multiplicateur une solution de sulfate de plutonium dans l'eau légère. Cette solution est contenue dans une cuve cylindrique en zircalloy de 25 cm de diamètre, 30 cm de hauteur et 0,1 cm d'épaisseur. Le volume critique de 10 litres correspond à une masse critique de 257 grammes de plutonium. Le milieu multiplicateur est entouré de toutes parts d'un réflecteur, formé d'une couche de 27,5 cm d'oxyde de béryllium et d'une couche de 50 cm de graphite.

Le contrôle de la réactivité est assuré par quatre barres horizontales : deux barres de sécurité, et deux pour le pilotage de la pile.

L'ensemble de la pile comprenant le massif (coeur et réflecteur), les mécanismes de contrôle et les boites à gants pour le transvasement des solutions, est contenu dans une cabine thermostatée (fig. 1).

2 - OPTIMISATION DE LA MASSE CRITIQUE.

1/ Structure :

Les premières études portaient sur une structure hétérogène de barreaux d'alliage Pu-Al, plongeant dans une cuve remplie d'eau légère. Dans ces conditions, la masse critique était nettement supérieure (de 20 à 50 %) à celle d'une solution homogène d'un sel de plutonium dans l'eau. Ceci tient principalement à l'absorption des neutrons par les matériaux de structure et à la dépression du flux de neutrons dans l'élément combustible. Aussi, avons-nous choisi la structure homogène, bien qu'elle entraine la manipulation délicate de solutions hautement toxiques.

Une première série de calculs de masse critique en géométrie sphérique, avec différents matériaux pour le modérateur et le réflecteur, avaient été faits avant la première Conférence de Genève. Ils nous avaient montré que la masse critique optimum était obtenue avec l'eau légère comme modérateur et l'oxyde de béryllium (*) comme réflecteur. Ne disposant que d'une quantité limitée d'oxyde de béryllium nous avons finalement opté pour un réflecteur en deux couches, l'une en oxyde de béryllium et l'autre en graphite. Dans ces conditions, des calculs ultérieurs ont montré que la masse critique n'était que de quelques pour cent supérieure à celle obtenue pour un réflecteur en oxyde de béryllium d'épaisseur infinie.

2/ Géométrie :

Les calculs précédents étaient faits en géométrie sphérique, et nous pensions conserver cette géométrie pour l'expérience. Cependant, la suite des études nous a fait choisir la géométrie cylindrique pour plusieurs raisons :

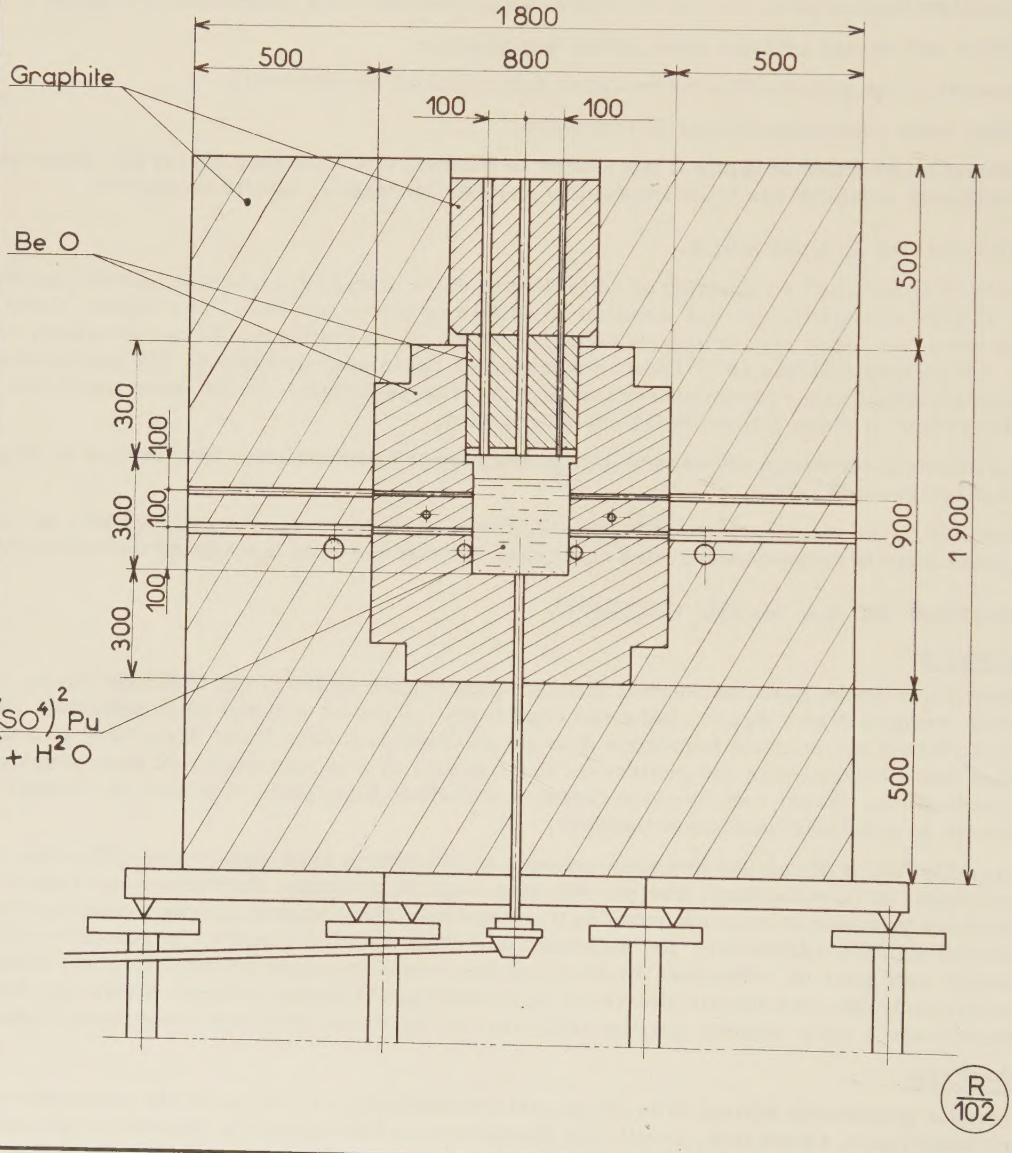
(*) Le béryllium métal aurait été meilleur, mais il n'en existait pas en grande quantité à cette époque.

Figure n°1

PROSERPINE

EMPILEMENT

Coupe Est-Ouest



a) L'usinage des briques d'oxyde de béryllium est extrêmement difficile (*) et il ne semblait pas possible de leur faire épouser la forme d'une cavité sphérique. Plutôt que de réaliser un cube ou un polyèdre circonscrit à la sphère, qui faisait perdre une grande partie des avantages de celle-ci, nous avons choisi une cavité cylindrique.

b) Vis à vis d'une excursion accidentelle de puissance la sphère est une géométrie peu sûre. Si une excursion de puissance a lieu, la sphère étant pleine, les possibilités d'expansion de la solution sont très limitées. Or, l'on sait que dans une pile homogène, il se produit des gaz de radiolyse à raison de 4 cm^3/kilojoule. Lors d'une excursion de puissance pouvant atteindre plusieurs centaines de kilowatts pendant un court instant, le volume gazeux dégagé est de plusieurs litres et peut entrainer des pointes de pression dommageables pour l'installation (7) (8).

c) L'incertitude des calculs nous faisait craindre que le rayon choisi pour la sphère soit assez éloigné de l'optimum. Il était souhaitable de disposer d'au moins deux paramètres (par exemple concentration et hauteur de remplissage d'une cuve cylindrique).

Les dimensions réelles choisies pour le milieu multiplicateur (diamètre 25 cm, hauteur 20 cm) ont été légèrement majorées par rapport aux valeurs théoriques qui conduisaient à la masse critique minimum. Cette majoration résulte de l'imprécision des calculs et du fait que l'on augmente relativement moins la masse critique lorsqu'on s'éloigne de l'optimum vers les grands volumes que vers les petits volumes (2). La hauteur de la cuve fut majorée de 10 cm pour laisser un volume d'expansion de 5 litres pour la solution.

3/ Cuve :

Le choix du métal constituant la cuve devait concilier sa résistance à la corrosion (0,5 normalités libres de SO_4H_2) et sa faible absorption pour les neutrons. Bien qu'en France en 1955, la métallurgie du zirconium n'en était qu'à ses débuts, le Département de Métallurgie et de Chimie Appliquée entreprit à notre demande l'étude de la confection d'une cuve en zircalloy. Parallèlement, une cuve en acier inoxydable spécial (**) (nuance NSM22) était fabriquée à partir d'un bloc forgé. En fait, les premières expériences ont été menées avec la cuve en acier. En mai 1958, le Service de Technologie (***) nous remettait une cuve en zircalloy avec laquelle nous fimes des mesures jusqu'en août 1958, reprises de juin à octobre 1959. Les deux cuves avaient une épaisseur de paroi de 1 mm.

Afin de vérifier la tenue de la cuve, à une surpression provoquée par un violent dégagement gazeux, des études théoriques et expérimentales ont été effectuées sur des modèles simplifiés.

Des calculs analogiques, sur un modèle théorique voisin de KEWB (8) ont donné les relations entre la puissance, la température et la pression en fonction du temps et d'un échelon de réactivité positive (4).

La vérification expérimentale a été conduite avec une cuve identique en acier doux, remplie d'eau à des niveaux variables, dans laquelle explosait une ampoule de $LiAlH_4$. Le dégagement quasi instantané d'hydrogène (de 5 à 40 litres) entrainait des surpressions de 1 à 12 kg/cm^2. La cuve a été détruite pour une pression de 12 kg/cm^2. L'échelon de réactivité correspondant à une telle pointe de pression est de l'ordre de 9 % comme le montrèrent les calculs analogiques. Ces conditions ne pouvant être réunies dans la pile, la cuve fut jugée suffisante.

4/ Cavités :

Le nombre et les dimensions des cavités nécessaires aux passages des conduits de solution, des barres de contrôle et des canaux expérimentaux ont été réduits au minimum. Ceci a exigé la mise au point de compteurs de petites dimensions (9) et des techniques de mesures particulières.

3 - CARACTERISTIQUES DES BARRES DE CONTROLE.

La probabilité d'une excursion de puissance dans une telle pile est relativement plus grande que dans les réacteurs usuels à eau lourde ou au graphite et utilisant l'uranium. Ceci est lié aux propriétés suivantes :

(*) Nous remercions MM. Pointud et Roger qui ont conduit la réalisation de l'ensemble des 1 000 briques aux formes souvent complexes, qui constituaient le réflecteur.

(**) Nous remercions M. Coriou et ses collaborateurs des conseils précieux qu'ils nous ont donné pour le choix de cet acier et des essais de corrosion s'étendant sur plusieurs mois, qu'ils ont bien voulu entreprendre.

(***) Nous remercions M. Briola qui a conduit la réalisation de cette cuve, avec une technique nouvelle de bombardement électronique, mise au point par M. Stohr.

a) Le volume du milieu multiplicateur étant très petit, la moindre perturbation géométrique ou une légère modification dans la configuration des absorbants entraînent une variation de réactivité significative.

b) Le pourcentage de neutrons retardés pour le plutonium-239 étant trois fois moindre que pour l'uranium-235, à une réactivité positive donnée correspond une période de doublement de puissance plus brève avec le plutonium.

Or, pour passer de l'état "critique en neutrons retardés" à l'état "critique en neutrons prompts", il suffit d'ajouter 2 grammes de plutonium, ou encore 1,4 mm de hauteur de solution.

c) Le temps de vie moyen d'un neutron est dix fois moindre que dans une pile à eau lourde à cause de la forte absorption dans le coeur et de ses petites dimensions.

Il résulte que le dispositif de sécurité doit répondre aux caractéristiques suivantes :

- grande sécurité de fonctionnement ;
- contrôle d'une antiréactivité élevée ;
- grande rapidité d'introduction.

Ceci a été obtenu (*) par deux barres horizontales, tangentes extérieurement à la cuve, projetées dans le massif par un dispositif du type arbalète (fig. 3). Chaque barre est formée d'un tube gainé intérieurement par une feuille de 7/10 mm de cadmium et remplie de billettes de B_4C fritté de densité 2,2. La réactivité contrôlée par chaque barre est environ 1,5 %. Le temps nécessaire à l'introduction de 50 % de cette réactivité totale est de 2/10 de seconde qui se décomposent comme suit :

5/100 de seconde pour réponse de l'appareil de détection et fonctionnement des relais ;

5/100 de seconde pour rémanence du champ magnétique dans l'armature de l'électro-aimant ;

1/10 de seconde pour 0,9 m de course de la barre.

Deux barres de contrôle sont disposées horizontalement dans le réflecteur de BeO à 27 cm de l'axe. L'une est prévue pour compenser des réactivités de 0,2 à 0,3 % au cours des expériences. L'autre permet le pilotage manuel ou automatique de la puissance et contrôle 0,1 % de réactivité. Les servomécanismes de commande sont identiques afin de permettre l'interchangeabilité des fonctions entre les deux barres. Pour ces barres, il ne fallait pas que la réactivité totale soit très supérieure à β (pourcentage de neutrons retardés). Comme d'autre part le calcul en est impossible à cause de la géométrie trop complexe, nous avons réalisé plusieurs structures (tubes d'acier de différents diamètres, gainés ou non de cadmium, remplis ou non de paraffine). La composition adéquate fut déterminée par l'expérience.

4 - PREVENTION DE LA CONTAMINATION.

Il faut rappeler que les précautions prises dans la manipulation du plutonium sont imposées par la très grande toxicité de cet élément. La dose maximum admissible qu'un être humain puisse absorber durant sa vie, est de l'ordre de 1 microgramme. La manipulation de solutions entraine la formation mécanique d'aérosols, et l'évaporation locale permet au sel cristallisé d'être entraîné sous la forme de fines poussières par le moindre courant d'air.

A l'époque où les premiers dessins furent étudiés, nous disposions, - en matière de manipulation de plutonium sous forme de solution -, de l'expérience sur petites quantités du Service du Plutonium et de rares informations étrangères. Aussi avons-nous pris de très grandes précautions dans la définition des circuits. Le principe de disposer des barrières successives à la contamination, constituées par des enceintes étanches a été retenu. Des contrôles d'activité α étant faits dans chaque enceinte.

1/ La première enceinte est constituée par le circuit contenant la solution elle-même. Des essais de corrosion sur ce circuit en acier inoxydable ont été menés avec une solution de SO_4UO_2 à 0,5 N pendant plusieurs mois, en liaison avec M. Coriou. Ces essais nous ont en particulier contraints de retenir un diamètre minimum de 6 mm pour toute conduite où passait fréquemment la solution. Toutes les soudures ont été contrôlées par radiographie, et refaites tant qu'elles présentaient un léger défaut.

Pour parer à une éventuelle fuite par corrosion, des détecteurs de fuites étaient placés en plusieurs points. Autour de la cuve et sous le réservoir de stockage, un détecteur utilisant un papier buvard recouvert de fil de cuivre nu, fermait un circuit d'alarme dès qu'une goutte de solution imprégnait le buvard. De plus, l'activité α de l'air qui circulait autour de la cuve et du tube de descente était mesurée en permanence.

(*) La réalisation du contrôle a été assurée sous la conduite de M. Roche pour les études mécaniques, et de M. Weill pour les études des circuits électriques.

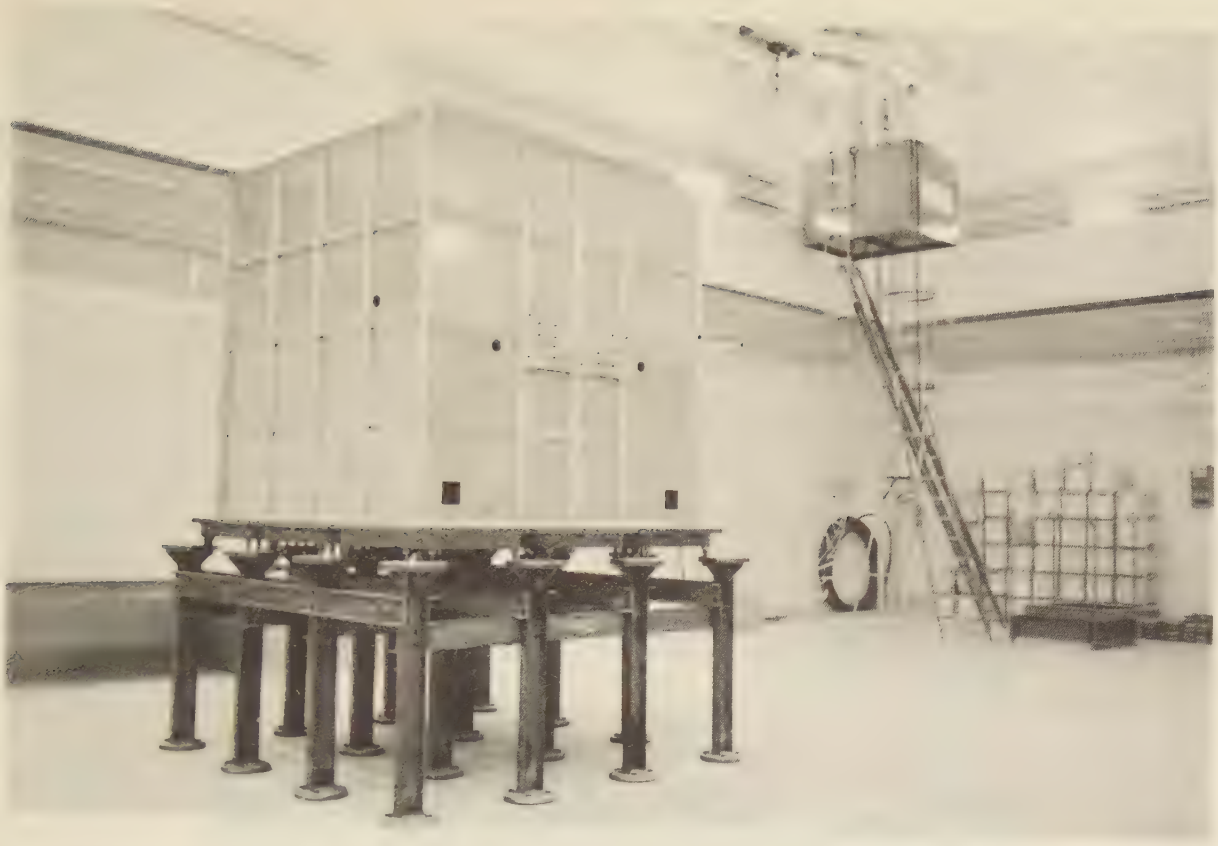


Figure 2 - Vue de l'empilement terminé avec les quatre tubes où coulissent les barres de contrôle.

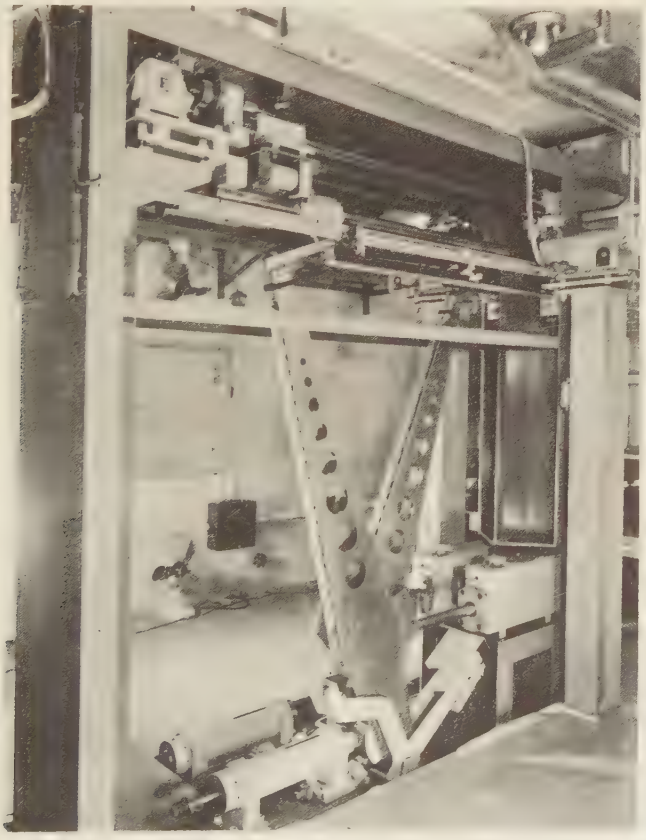
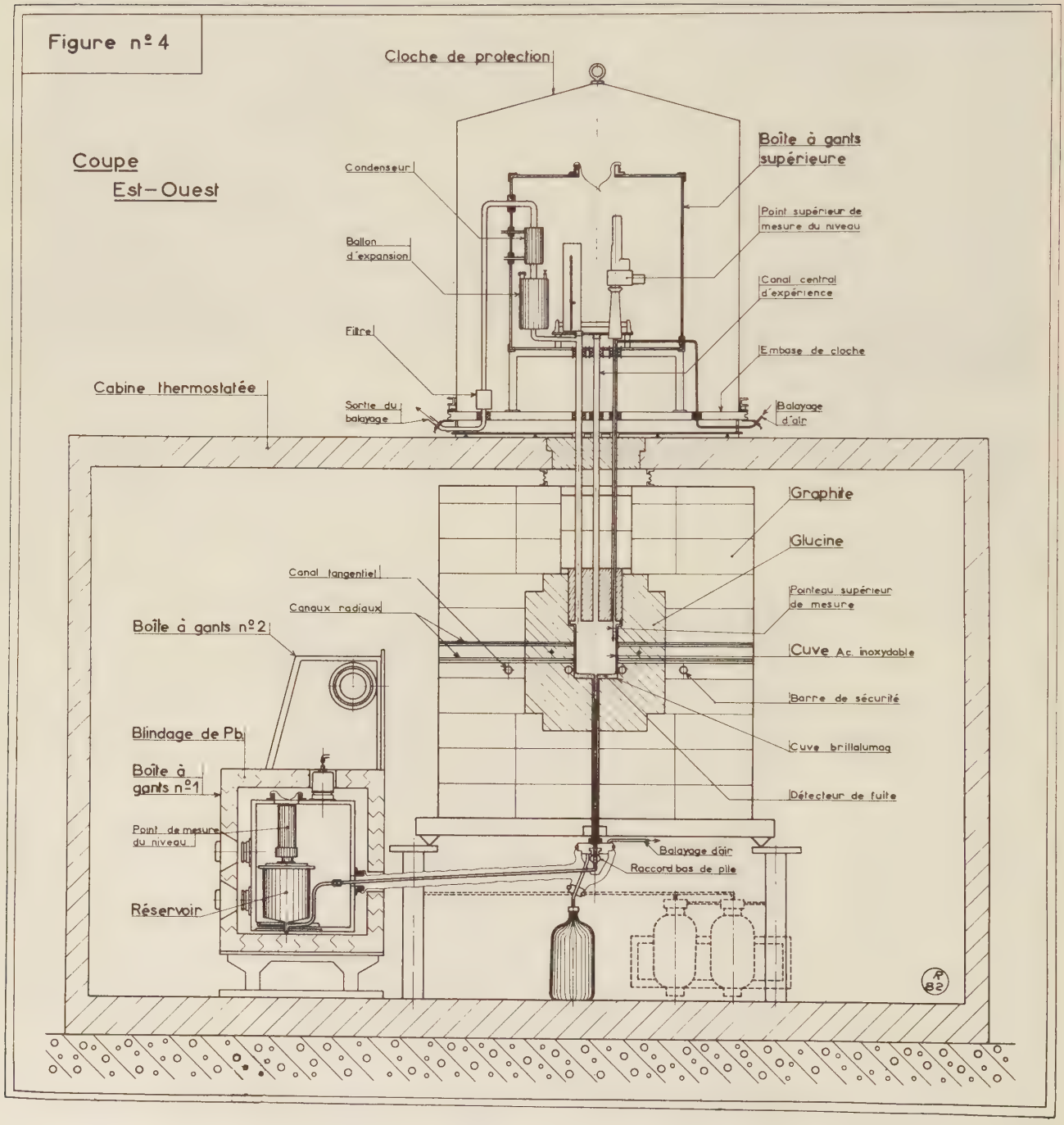


Figure 3 - Dispositif arbalète qui projette les barres de sécurité en 0,1 seconde. Ici une barre est sortie, et l'autre enfoncée.

Figure n° 4


Cloche de protection
Coupe
Est – Ouest
Boîte à gants supérieure
Condenseur
Point supérieur de mesure du niveau
Ballon d'expansion
Canal central d'expérience
Filtre
Embase de cloche
Cabine thermostatée
Sortie du balayage
Balayage d'air
Graphite
Glucine
Canal tangentiel
Pointeau supérieur de mesure
Canaux radiaux
Boîte à gants n°2
Cuve Ac. inoxydable
Barre de sécurité
Blindage de Pb
Cuve brillalumag
Boîte à gants n°1
Détecteur de fuite
Point de mesure du niveau
Balayage d'air
Raccord bas de pile
Réservoir

2/ La deuxième enceinte comprend :

- Autour de la cuve et du tube de descente, un circuit en aluminium, prévu pour l'écoulement éventuel de la solution à la suite d'une fuite par corrosion du premier circuit. Cette solution serait alors recueillie dans une bombonne en polyéthylène placée sous le massif (fig. 4).

- Les autres circuits contenant la solution sont placés dans des boites à gants mises en dépression par deux dispositifs indépendants :

  - trompe à air ;
  - aspirateur alimenté sur secteur ou automatiquement sur batterie en cas de panne de secteur.

3/ La troisième enceinte est formée par la cabine qui entoure le massif, deux boites à gants, l'arbalète de sécurité, et par la cloche qui entoure la boite à gants supérieure.

Cette cabine, conçue pour maintenir la température constante, ne présente que très peu de fuites. En vue d'une éventuelle décontamination de la cabine, un revêtement arrachable de cocoon a été projeté sur toute sa surface intérieure. Une ouverture aménagée permet de relier la cabine à la salle de décontamination par un tunnel pour le passage des homme scaphandres.

La cloche qui entoure la boite à gants supérieure lorsque la pile fonctionne, permet de contenir la contamination provenant d'une improbable explosion de la boite à gants. Sa structure permet de résister à une surpression de 0,2 kg/cm^2 qui correspond à la combustion violente de dix litres d'hydrogène (fig.5).

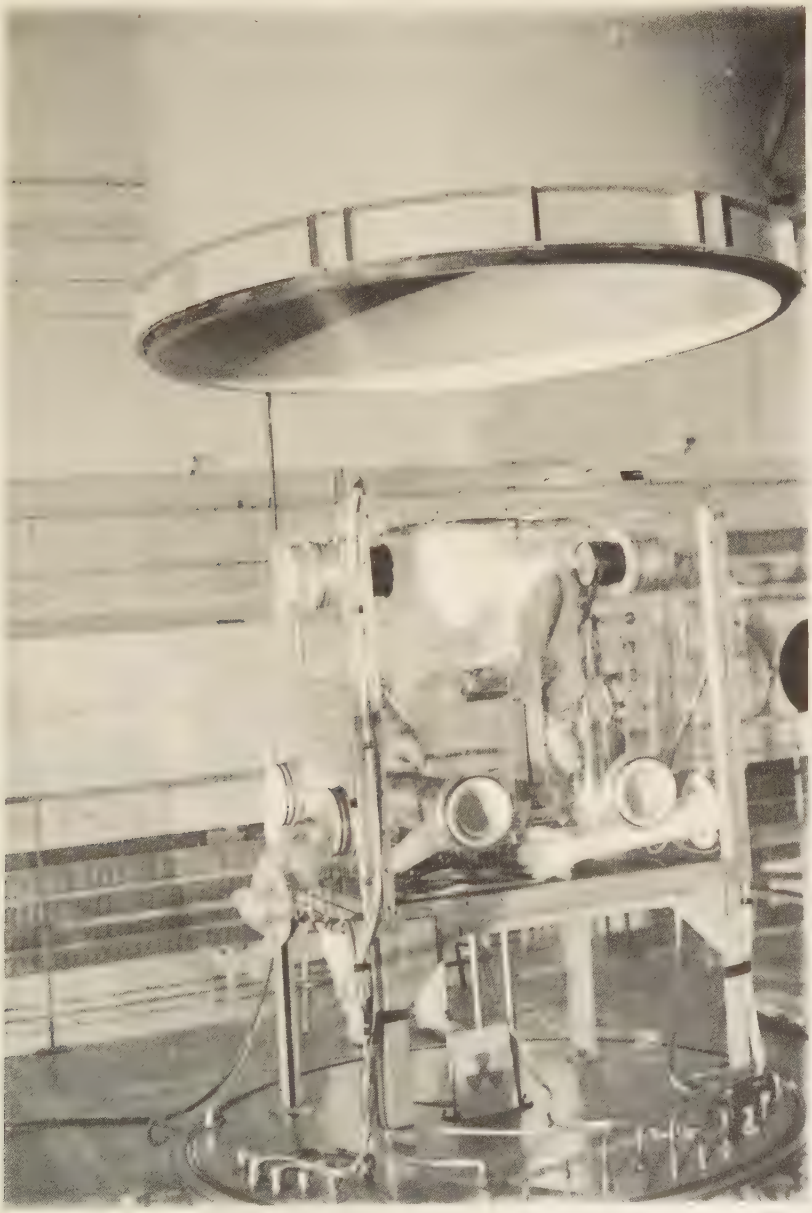


Figure 5 - Boite à gants supérieure d'où partent les trois tubes qui descendent dans le coeur. En haut la cloche étanche,

4/ La quatrième enceinte enfin, est constituée par le hall décrit par ailleurs (10). Il peut être isolé de l'atmosphère extérieure, pour ne relacher l'air confiné que par l'intermédiaire des filtres de la salle de décontamination.

La sécurité de l'expérience reposait, tant sur les précautions prises dans la définition de ses organes, que dans les règles strictes imposées pendant tout le travail expérimental. En particulier, pour la manipulation en boites à gants, l'opérateur changeait complètement de vêtements, travaillait avec double gant, et pratiquait de nombreux contrôles de contamination superficielle.

CHAPITRE II

CONDITIONS CRITIQUES

A - CALCULS.

1 - MODELE THEORIQUE.

Les calculs des conditions critiques sont effectués en utilisant la théorie de la diffusion à deux groupes (11). Le premier groupe comprend les neutrons de fission et les neutrons en ralentissement (groupe des neutrons rapides). Le deuxième groupe comprend les neutrons dont l'énergie a une valeur comprise entre O et E_c (groupe des neutrons thermiques).

Le spectre en énergie des neutrons rapides est proche d'une loi en 1/E, où E est l'énergie des neutrons. Le spectre des neutrons thermiques est beaucoup plus complexe, et l'approximation qui consiste à l'assimiler à un spectre de Maxwell devient très grossière, quand l'absorption du milieu n'est plus petite devant la diffusion.

1/ Equations de la diffusion :

En régime stationnaire, l'équation de conservation des neutrons d'énergie E dans un milieu homogène et isotrope s'écrit :

$$D(E)\nabla^2\Phi(E,\vec{r}) - \Sigma(E)\,\Phi(E,\vec{r}) + S(E,\vec{r}) = 0 \qquad (1)$$

où D (E) : coefficient de diffusion du milieu pour les neutrons d'énergie E.

$$D(E) = \frac{1}{3\,\Sigma_t(E)}$$

Σ_t (E) : section efficace de transport du milieu pour les neutrons d'énergie E.

Σ (E) : section efficace d'absorption du milieu pour les neutrons d'énergie E.

$S(E,\vec{r})$: source de neutrons d'énergie E.

On sait résoudre cette équation, lorsque $\Phi(E,\vec{r})$ est séparable en deux fonctions F (E) et $\Phi(\vec{r})$ de telle façon que :

$$\Phi(E,\vec{r}) = F(E).\Phi(\vec{r})$$

Dans la théorie à deux groupes, l'équation (1) s'écrit pour chaque groupe en remplaçant les sections efficaces par leur moyenne sur le spectre d'énergie :

$$\overline{D}\nabla^2\Phi(\vec{r}) - \overline{\Sigma}\,.\,\Phi(\vec{r}) + S(\vec{r}) = 0 \qquad (2)$$

où $\overline{D} = \int_A^B \frac{1}{3\,\Sigma_t(E)}.\,F(E).dE$

$\overline{\Sigma} = \int_A^B \Sigma(E).F(E).dE$

Le spectre F (E) est normalisé de telle façon que $\int_A^B F(E).dE = 1$. Les bornes A et B sont respectivement E_c et 10 MeV pour le groupe de neutrons rapides, O et E_c pour le groupe de neutrons thermiques.

Equations à deux groupes dans le coeur :

Nous adopterons les notations de Glastone et Edlund (11), sauf mention particulière.

En régime stationnaire les équations s'écrivent :

$$D_{1c}\nabla^2\Phi_{1c} - \Sigma_{1c}\Phi_{1c} + \nu\,\Sigma_{(2c)F}\Phi_{2c} = 0 \qquad (3)$$

$$D_{2c}\nabla^2\Phi_{2c} - \Sigma_{2c}\Phi_{2c} + p\,\Sigma_{1c}\Phi_{1c} = 0 \qquad (4)$$

On a :

$$\frac{D_{1c}}{\Sigma_{1c}} = \tau_c \qquad \frac{D_{2c}}{\Sigma_{2c}} = L_c^2$$

τ_c : âge des neutrons de fission dans le coeur ;

L_c : longueur de diffusion des neutrons thermiques dans le coeur ;

ν : nombre de neutrons émis par fission thermique ;

$\Sigma_{(2c)F}$: section efficace de fission du coeur pour les neutrons thermiques ;

p : facteur antitrappe.

Equations à deux groupes dans le réflecteur :

En négligeant les réactions secondaires telles que (n, 2n), (n, α) et (γ, n) qui se produisent dans l'oxyde de béryllium, on a, dans les deux milieux réflecteurs :

$$D_{1r}\nabla^2\Phi_{1r} - \Sigma_{1r}\Phi_{1r} = 0 \qquad (5)$$

$$D_{2r}\nabla^2\Phi_{2r} - \Sigma_{2r}\Phi_{2r} + \Sigma_{1r}\Phi_{1r} = 0 \qquad (6)$$

dans lesquelles $\frac{D_{1r}}{\Sigma_{1r}} = \tau_r$; $\frac{D_{2r}}{\Sigma_{2r}} = L_r^2$; où τ_r et L_r ont la même signification que dans le coeur.

2/ Détermination des conditions critiques :

Les sections efficaces des différents milieux étant données, les équations (3) à (6) sont résolues pour les dimensions critiques, en imposant au flux et à leurs dérivées des conditions aux limites. Ces conditions sont que les flux soient positifs en tout point des milieux, s'annulent aux limites extrapolées du réflecteur de graphite, et soient partout continus. De plus, les dérivées des flux aux interfaces doivent vérifier la relation :

$$D_c\,\frac{d\Phi c}{dn} = D_r\,\frac{d\Phi r}{dn}$$

Lorsqu'on interpose une couche mince (*) entre le coeur et le réflecteur en oxyde de béryllium, les conditions sont identiques sauf en ce qui concerne le courant de neutrons thermiques à cet interface. On écrit alors :

$$D_{2c}\,\frac{d\Phi_{2c}}{dn} = D_{2r}\,\frac{d\Phi_{2r}}{dn} - e\,\Sigma_A\Phi_{2c}$$

où les dérivées sont prises suivant la normale à la surface de séparation.

e est l'épaisseur de la couche mince ;

Σ_A est la section efficace d'absorption du matériau constituant la couche.

a) Milieu sphérique :

La configuration réelle de Proserpine étant celle d'un cylindre entouré complètement par un réflecteur, il n'y a pas dans ce cas, de solution algébrique à l'équation critique dans la théorie à deux groupes. Pour se placer dans des conditions proches de la configuration réelle, tout en conservant l'avan-

---

(*) La couche est supposée mince lorsque son épaisseur est assez petite devant le libre parcours moyen des neutrons pour qu'elle ne puisse constituer un nouveau milieu.

tage des solutions algébriques, on a effectué des calculs de masse critique en milieu sphérique. Pour la géométrie cylindrique, on transforme ensuite le résultat en utilisant des formules de passage que nous discuterons. Les flux se mettent sous la forme :

$$\Phi_{1c} = AX + CY$$
$$\Phi_{2c} = S_1 AX + S_2 CY$$
$$\Phi_{1r} = FZ_1$$
$$\Phi_{2r} = S_3 FZ_1 + GZ_2$$

où X, Y, Z_1, Z_2 sont des fonctions connues qui dépendent de la forme géométrique du milieu et des sections efficaces, et S_1, S_2, S_3 sont des coefficients de couplage ne dépendant que des sections efficaces. En écrivant que les conditions aux limites sont respectées, on obtient un système d'équations linéaires homogènes pour les coefficients A, C, F, G. Pour qu'il y ait des solutions non nulles le déterminant de ces coefficients doit s'annuler.

Dans le cas simple de deux milieux, avec une couche absorbante à leur surface de séparation, un rayon R pour le milieu multiplicateur et une épaisseur infinie pour le réflecteur ; le déterminant critique prend la forme suivante :

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & -1 & 0 \\ S_1 & S_2 & -S_3 & -1 \\ D_{1c}.x & D_{1c}.y & -D_{1r} Z_1 & 0 \\ S_1 D_{2c} x - e\Sigma_A & S_2 D_{2c} y - e\Sigma_A & -D_{2r} S_3 Z_1 & -D_{2r} Z_2 \end{vmatrix} = 0$$

où :

$$x = \frac{\mu \operatorname{cotg} \mu R - 1}{R} \qquad y = \frac{\nu' \operatorname{cotg} \nu' R - 1}{R}$$

$$z_1 = -\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{\sqrt{\tau_1}}\right) \qquad z_2 = -\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{L_r}\right)$$

$$\frac{\mu^2}{-(\nu')^2} = -\frac{1}{2}\left[\left(\frac{1}{\tau_c} + \frac{1}{L_c^2}\right) \pm \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_c} + \frac{1}{L_c^2}\right)^2 + \frac{4(k\infty - 1)}{\tau_c L_c^2}}\right]$$

$$k\infty = p. \frac{\nu \Sigma_{(2c)F}}{\Sigma_{2c}}$$

Le développement du déterminant peut être mis sous la forme pratique suivante que nous utiliserons fréquemment :

$$x = \frac{(S_1 - S_3) z' + (d_1 - d_2) S_1 z_1 + C.S_1}{\frac{1}{y'}\left[(S_2 - S_3) z' + (d_1 - d_2) S_2 z_1 + C.S_2\right] - (S_1 - S_2)} + d_1 z_1 \qquad (7)$$

où :

$$y' = y - d_1 z_1 \qquad d_1 = \frac{D_{1r}}{D_{1c}} \qquad d_2 = \frac{D_{2r}}{D_{2c}}$$

$$z' = d_2 (z_1 - z_2) \qquad C = \frac{e\Sigma_A}{D_{2c}}$$

b) Milieu cylindrique :

On sait résoudre les équations de la diffusion à deux groupes lorsqu'il existe, soit un réflecteur latéral, soit un réflecteur axial, et des méthodes analytiques approchées sont possibles avec la présence simultanée de ces deux réflecteurs (12). Lorsque le réflecteur entoure complètement le coeur, la présence des coins rend impossible toute solution algébrique. Ces coins jouent un rôle prépondérant dans cette pile, à cause de ses faibles dimensions. Seuls les programmes mis au point sur les calculateurs électroniques permettent d'en tenir compte correctement.

i) *Programme Hassitt (13) sur calculateur Mercury :*

C'est un programme à deux dimensions et deux groupes. Les équations aux dérivées partielles sont remplacées par des équations aux différences finies. Ces équations linéaires sont alors résolues par la méthode de relaxation. On décompose en mailles le quart de la pile (grâce aux 2 axes de symétrie), pour les trois milieux : coeur, réflecteur en oxyde de béryllium, réflecteur en graphite.

Ce programme ne permet pas de tenir compte de la cuve, ni de la cavité existant au-dessus du coeur.

ii) *Programme PDQ sur calculateur IBM 704 :*

C'est un programme à deux dimensions et multigroupes, utilisant des méthodes de résolution analogues au précédent. Son domaine d'application est plus vaste.

Il nous a permis en particulier d'évaluer l'effet de la cavité, et ceci de deux façons :

- soit en choisissant une longueur d'extrapolation constante sur toute la surface de la cavité pour chaque groupe de neutrons ;

- soit en considérant la cavité remplie d'air comme un quatrième milieu.

Après plusieurs essais, seule la deuxième méthode a été retenue, car aucune longueur d'extrapolation ne donnait une distribution de flux comparable avec les mesures.

3/ Variante :

Le schéma de la théorie à deux groupes, tel que nous venons de le décrire, est celui habituellement utilisé dans les piles homogènes à neutrons thermiques. Il ne tient pas compte des fissions provoquées par les neutrons appartenant au groupe rapide (*).

L'emploi du plutonium qui possède de nombreuses résonances, et en particulier une résonance très élevée à 0,3 électrons-volts, exige de tenir compte de ces fissions épithermiques. Nous le ferons, en utilisant les intégrales de résonance pour la fission, et le facteur antitrappe p.

Le nombre de neutrons rapides absorbés dans les résonances de plutonium-239 est $(1-p)\,\Sigma_{1c}\,\Phi_{1c}$.

où :
$$p = \exp\left(-\frac{N_g}{\xi\Sigma_s}\,Ia_g\right)$$

N_g : densité de noyaux de plutonium-239 dans la solution ;

$\overline{\xi\Sigma_s}$: pouvoir de ralentissement du modérateur ;

$Ia_g = \int_{Ec}^{10\ Mev} \sigma_a(E)\,\frac{dE}{E}$ intégrale d'absorption par résonance du plutonium-239

Si $\overline{\alpha}$ est la moyenne du rapport $\frac{\sigma_f}{\sigma_a}$ sur le groupe rapide, le nombre de neutrons rapides produits par les fissions épithermiques est :

$$N = \frac{\overline{\nu}\,(1-p)\,\Sigma_{1c}\,\Phi_{1c}}{1+\overline{\alpha}}$$

où $\overline{\nu}$ est le nombre de neutrons produits par fission.

Le nombre de neutrons rapides produits N, peut aussi s'écrire :

$$N = \overline{\nu}\,(1-p')\,\Sigma_{1c}\,\Phi_{1c}$$

où :
$$p' = \exp\left(-\frac{N_g}{\xi\Sigma_s}\,If_g\right)$$

$If_g = \int_{Ec}^{10\ Mev} \sigma_f(E)\,\frac{dE}{E}$ intégrale de fission par résonance du plutonium-239 et comme $1-p' \ll 1$.

$$N \# \frac{N_g\,If_g}{\overline{\xi\Sigma_s}}\,\Sigma_{1c}\,\Phi_{1c} \qquad (8)$$

(*) Dans le cas des réacteurs hétérogènes, ces fissions sont introduites par le facteur de fission rapide ε.

Nous préfèrerons cette deuxième formule donnant N, car il n'y a pas de bonne valeur moyenne de $\bar{\alpha}$. Nous pourrons alors inclure dans p toutes les absorptions par résonance. Le terme source de neutrons thermiques de l'équation (4) s'écrit alors :

$$p\,\Sigma_{1c}\,\Phi_{1c}$$

où :

$$p = \exp\left(-\frac{1}{\bar{\xi}\,\bar{\Sigma}_s}\,\Sigma_i\,N_i\,Ia_i\right) \qquad (9)$$

Dans l'argument de l'exponentielle, la somme s'étend à toutes les absorptions par résonance des neutrons d'énergie supérieure à E_c.

Dans le milieu multiplicateur de Proserpine, seuls le plutonium-239 et le plutonium-240 sont responsables de ces absorptions. La concentration en plutonium est assez faible pour que l'hypothèse du "milieu infiniment dilué" soit justifiée. Si x est la fraction de plutonium-240, on a :

$$p = \exp\left(-\frac{1}{\bar{\xi}\,\bar{\Sigma}_s}\left[(1-x)\,N_p\,Ia_g + x\,N_p\,Ia_o\right]\right)$$

où N_p est la densité de noyaux de plutonium déterminée par analyse chimique et Ia_o l'intégrale d'absorption par résonance de plutonium-240.

Les seules modifications apportées à l'équation critique par l'introduction de ces fissions épithermiques portent sur μ^2 et $(\nu')^2$:

$$\frac{\mu^2}{-(\nu')^2} = \frac{1}{2}\left[\left(\frac{1}{L_c^2}+\frac{\gamma}{\tau_c}\right) \pm \sqrt{\left(\frac{1}{L_c^2}+\frac{\gamma}{\tau_c}\right)^2 + \frac{4\,(k_\infty - \gamma)}{\tau_c\,L_c^2}}\right] \qquad (10)$$

où :

$$\gamma = 1 - \frac{\bar{\nu}\,N_g\,I_{fg}}{\bar{\xi}\,\bar{\Sigma}_s}$$

2 - CHOIX DES CONSTANTES.

Les variations des sections efficaces $\sigma(E)$ avec l'énergie des neutrons sont en général bien connues. Mais les sections efficaces utilisées dans la théorie à deux groupes font intervenir le spectre en énergie de chaque groupe. Les sections efficaces moyennes qui en résultent sont d'autant plus sensibles au choix de ce spectre que $\sigma(E)$ s'écarte de la loi en 1/v. C'est en particulier le cas du plutonium-239 et du plutonium-240.

1/ Choix du spectre.

L'état des connaissances théoriques et expérimentales pour la détermination du spectre d'une pile a été présenté par M. Poole, M.S. Nelkin et R.S. Stone (14). Il en résulte que l'on connait assez bien ce spectre pour un milieu infini homogène. La pile Proserpine est assez loin de ce modèle idéal par ses petites dimensions et la présence d'un réflecteur de nature différente du coeur.

Malgré ces restrictions, nous choisirons pour spectre de neutrons, un spectre de Maxwell à une température différente de celle du milieu, se prolongeant par un spectre en 1/E, par l'intermédiaire d'un spectre de raccord. Nous avons étudié deux types de spectre. L'un, solution de l'équation différentielle de Wigner-Wilkins (type Amster) (15) et l'autre calculé par Brown (16). Sur ce dernier, M. Leloup (17) a ajusté une forme analytique (formulation A) précise à mieux de 1 % sur toute l'étendue des tables de Brown. Le calcul des sections efficaces moyennes et de leurs dérivées a utilisé cette expression analytique.

La figure 6 représente ces différents spectres pour une température de milieu de 27°C et une absorption macroscopique des neutrons $\Sigma_a = 0,104\ cm^{-1}$. Les spectres d'Amster et de Brown s'écartent notablement du spectre de Maxwell dès que les neutrons ont une énergie supérieure à 0,1 ev.

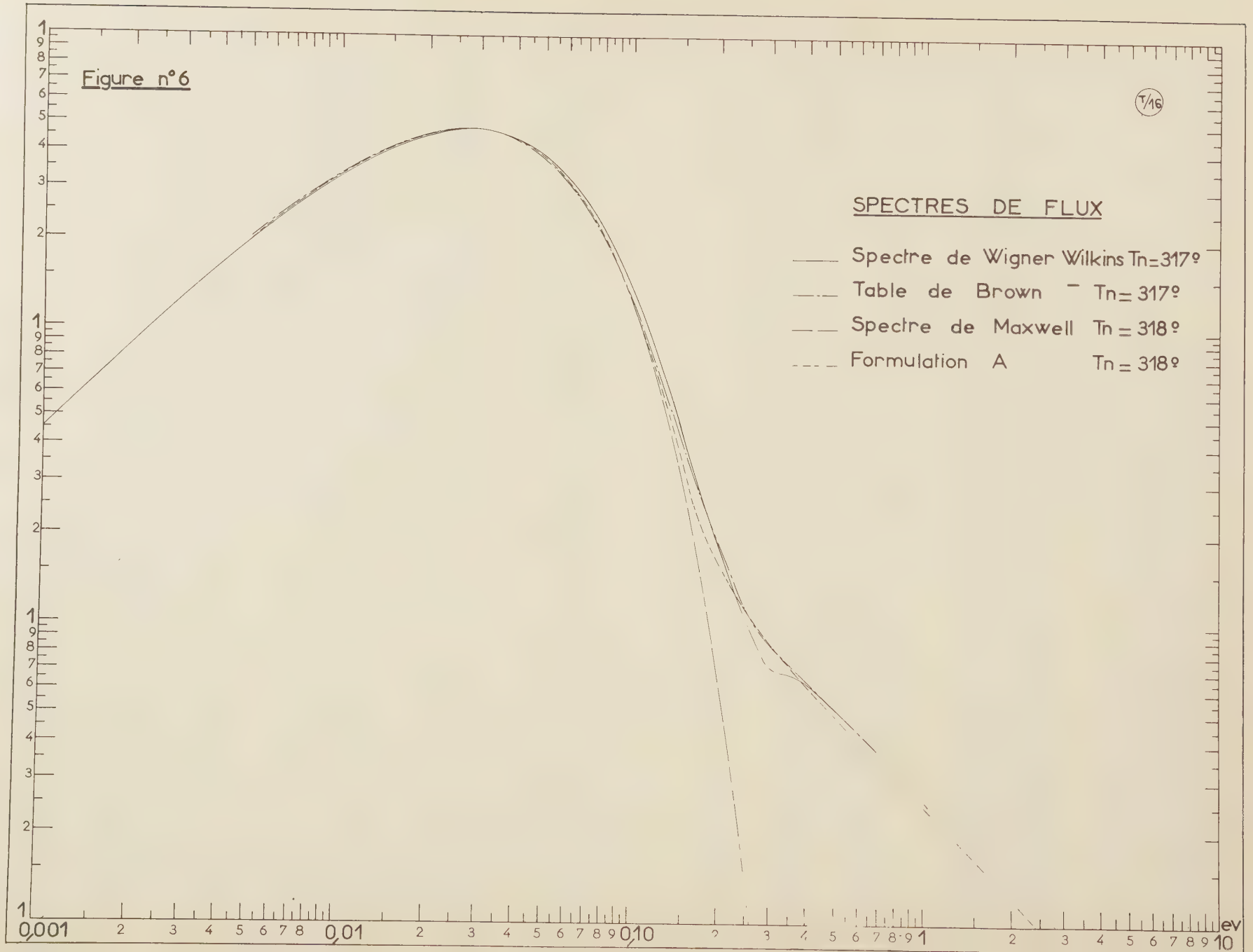
Le spectre de Brown suppose une absorption qui varie suivant la loi en 1/v mais il tient compte de la variation de la section efficace de l'eau aux faibles énergies. Le spectre d'Amster, recalculé dans les conditions de Proserpine sur IBM 650, tient compte des résonances du plutonium, mais suppose la section efficace de diffusion de l'eau constante. Comme nous le verrons ensuite, ces deux spectres donnent des sections efficaces moyennes très voisines.

2/ Constantes pour le groupe thermique :

Nous choisirons pour limites du groupe thermique 0 et 0,625 ev, quelle que soit la température du

Figure n°6

T/16



milieu. Cette limite de 0,625 ev a été proposée par Amster (18). Elle se situe au début du spectre en 1/E même pour des absorptions assez fortes.

Nous utilisons pour définition des sections efficaces moyennes :

$$\overline{\sigma} = \frac{\int_0^{E_c} \sigma(E).\Phi(E)\,dE}{\int_0^{E_c} \Phi(E)\,dE}$$

Plutonium :

Les variations avec l'énergie des neutrons des sections efficaces de fission et d'absorption sont bien connues (BNL 325). Il est commode pour calculer une section efficace moyenne sur un spectre, d'ajuster sur les courbes expérimentales une forme analytique.

Léonard, en s'appuyant sur des motivations théoriques (19) donne une expression qui s'accorde bien au voisinage de la résonance. Westcott (20) a ajusté par la méthode des moindres carrés les coefficients d'un développement de la forme :

$$\sigma(E) = a + \Sigma_i \frac{b_i}{(E - e_i) + c_i}$$

De même Skarksgard et Kenward (21) ont ajusté sur leurs résultats expérimentaux de mesure directe de η une forme du même type que Westcott.

Dans le tableau I nous reportons les sections efficaces moyennes calculées sur différents spectres et pour plusieurs formulations.

Tableau I

Sections efficaces moyennes
(en barns)

	Spectre de Maxwell	Spectre d'Amster	Spectre de Brown	Formulation analytique
σ_f (Pu-239)	654,4	694,8 711,5 687,6	694,4 710,5 686,6	Léonard Westcott Skarsgard et Kenward
σ_a (Pu-239)	948,4	1013,2 1033,9 1024,4	1015,8 1035,4 1025,9	Léonard Westcott Skarsgard et Kenward
σ_a (Pu-240)		260		Westcott

Les sections efficaces calculées sur les spectres d'Amster et de Brown sont assez groupées, mais s'écartent notablement de celles calculées sur le spectre de Maxwell. Nous retiendrons pour les calculs suivants :

σ_a Pu-239 = 1020 ± 10 barns σ_f Pu-239 = 700 ± 10 barns σ_a Pu-240 = 260 barns

Eau légère :

Le libre parcours de transport des neutrons thermiques dans l'eau dépend aussi de l'absorption et de la température du milieu. Nous adopterons pour valeur moyenne celle de 0,48 cm calculée par Zweifel (22) sur un spectre de Wigner-Wilkins, pour :

$$kT = 0,027\text{ev et } \beta\gamma = \frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma_s} \simeq 0,01$$

La longueur de diffusion de l'eau pure vaut (23) :

$$L = 2,75 \text{ cm}$$

Ces deux valeurs s'accordent avec une section efficace d'absorption de $\Sigma_a = 197.10^{-4}$ cm^{-1}.

Oxyde de béryllium :

Le libre parcours moyen de transport des neutrons thermiques a été mesuré par V. Raievski (24) et vaut 1,758 cm pour une densité de 2,92. La longueur de diffusion mesurée par Koechlin et Duggall (25) est de 32,37 cm. L'absorption moyenne qui en résulte est $\Sigma_a = 5,6.10^{-4}$ cm^{-1}.

Graphite :

Les constantes retenues sont celles déduites des mesures sur Gl et normalisées pour une densité de 1,65.

$$\lambda_t = 2,55 \text{ cm} \qquad L = 53 \text{ cm}$$

Matériaux des cuves :

- Acier inoxydable : La nuance NSM 22 contenant 65 % Fe, 14 % Ni, 17 % Cv, 2,5 % Mo nous avons calculé en utilisant les valeurs de BNL 325 et en supposant une variation en 1/v: $\Sigma_a = 0,216$ cm^{-1}.

- Zircalloy : La valeur admise pour le zircalloy est $\Sigma_a = 6,84.10^{-3}$ cm^{-1}.

3/ Constantes pour le groupe rapide :

Plutonium :

Il n'existe pas encore de bonnes valeurs expérimentales pour les intégrales de résonance. Les valeurs publiées sont calculées à l'aide des paramètres de résonances. Le groupe rapide s'étendant de 0,625 ev à ∞, nous avons utilisé les valeurs publiées par Westcott (20) valables pour l'intervalle (0,45 ev à ∞). Les intégrales de 0,45 à 0,65 ev ont été déduites de l'intégration graphique des courbes moyennes de BNL 325.

On a :

	If_9	Ia_9	Ia_o en barns
0,45 à ∞ (20)	319	478,5	
0,45 à 0,625	55	85	
0,625 à ∞	264	393,5	10 000 (*)

(*) Cette valeur est le résultat d'une mesure de Kruptchinsky (26).

Eau légère :

Les constantes du groupe rapide pour l'eau légère ne sont connues qu'avec une très mauvaise précision. Cela tient à l'emploi de la théorie de la diffusion pour des neutrons qui peuvent en un seul choc perdre une énergie de 2 MeV.

Un désaccord constant subsiste entre les valeurs théorique et expérimentale de l'âge des neutrons de fission dans l'eau légère (27). Les mesures expérimentales s'accordent pour : (**).

$$\tau = 30,5 \pm 1 \text{ cm}^2$$

alors que les calculs les plus précis donnent :

$$\tau = 26,0 \pm 0,5 \text{ cm}^2$$

Un dépouillement extrêmement soigné de plusieurs expériences critiques utilisant l'eau comme modérateur (28) n'ont pas permis le choix entre ces deux valeurs. Nous suivrons les physiciens d'Oak Ridge (23) en adoptant $\tau = 27$ cm^2 pour l'âge des neutrons de fission jusqu'à 0,625 ev.

Le coefficient de diffusion pour les neutrons rapides est aussi une constante très mal connue. Nous retiendrons (23) :

$$D_1 = 1,135 \text{ cm}$$

Des communications (faites au Meeting de l'American Nuclear Society à Gatlinburg 15-17 juin 1959) sur les nouvelles déterminations expérimentales de τ, contribuent à réduire l'écart. L'accord est cependant loin d'être réalisé entre les divers expérimentateurs.

Oxyde de béryllium :

En utilisant les valeurs expérimentales pour les constantes du groupe thermique, Benoist et coll (29) ont ajusté sur des expériences critiques de réseaux d'uranium naturel dans l'oxyde de béryllium, les constantes du groupe rapide :

$$\tau = 93 \text{ cm}^2 \qquad D_1 = 0,653 \text{ cm}$$

Graphite :

Valeurs utilisées à G1 :

$$\tau = 364 \text{ cm}^2 \qquad D_1 = 0,85 \text{ cm}$$

Tableau II

Constantes utilisées pour les calculs.

	Groupe thermique			Groupe rapide		
	D cm	L cm	Σ_a cm^{-1}	D cm	τ cm^2	$\xi \sigma_s$ barns/mol
Eau légère	0,16	2,75	197.10^{-4}	1,135	27	38,5
Oxyde de béryllium	0,586	32,37	$5,6.10^{-4}$	0,563	93	
Graphite	0,85	53		0,85	364	
Acier inoxydable			0,216			
Zircalloy			$6,84.10^{-3}$			

Plutonium-239

$\bar{\eta} = 2,02$
$\bar{\sigma}_f = 700$ barns
$\bar{\sigma}_a = 1020$ "
$I_{f_g} = 264$ "
$I_{a_g} = 393,5$ "

Plutonium-240

$\bar{\sigma}_{a_o} = 260$ barns
$I_{a_o} = 10\,000$ "

3 - RESULTATS DES CALCULS.

1/ Géométrie sphérique :

Les calculs ont été faits, soit à l'aide de machines à calculer de bureau, ou bien en utilisant les calculateurs arithmétiques IBM 650, et Mercury, du Service de Physique Mathématique (*).

Afin de situer la configuration réelle de Proserpine par rapport à l'optimum recherché, nous avons fait varier les paramètres suivants : rayon du coeur, composition du réflecteur, nature de la cuve.

La figure 7 donne la masse critique en fonction du rayon du coeur, pour différentes cuves et avec un réflecteur en oxyde de béryllium d'épaisseur infinie. Le minimum se situe vers des rayons d'autant plus petits que la cuve est moins absorbante.

Sur la figure 8 la masse critique relative est portée en fonction de l'épaisseur du réflecteur en oxyde de béryllium, pour un rayon de 12,5 cm et en l'absence de cuve. Le gain de masse critique est très important pour les trente premiers centimètres. De 60 cm à ∞ le gain est extrêmement petit. Le point correspondant à la pile nue ne peut être représenté car les conditions critiques ne peuvent être obtenues pour une pile nue de 12,5 cm de rayon. La structure réelle de Proserpine, soit 27,5 cm d'oxyde de béryllium et 50 cm de graphite, se place légèrement au-dessus de l'asymptote. La perte de masse critique s'élève à 3 %.

2/ Géométrie cylindrique :

Pour une configuration donnée (rayon, hauteur, concentration) le calculateur Mercury donne le coefficient de multiplication effectif à $\pm 20.10^{-5}$ près. Plusieurs cas ont été traités avec des épaisseurs de

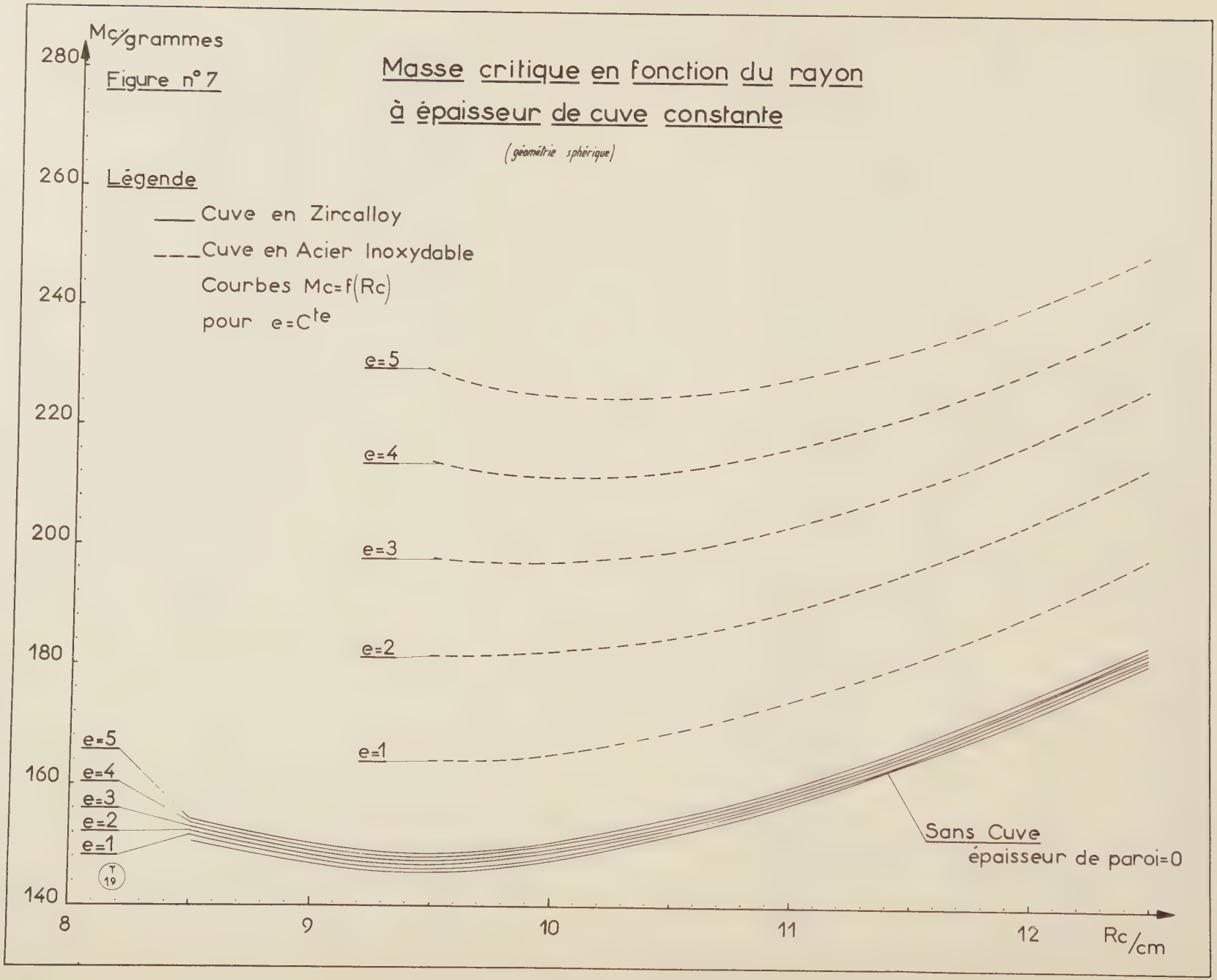
---

(*) Nous remercions très vivement le Chef de la Section de Calcul Numérique de nous avoir apporter avec ses collaborateurs une aide constante pour la solution de nos problèmes.

Figure n° 7

Masse critique en fonction du rayon à épaisseur de cuve constante

(géométrie sphérique)



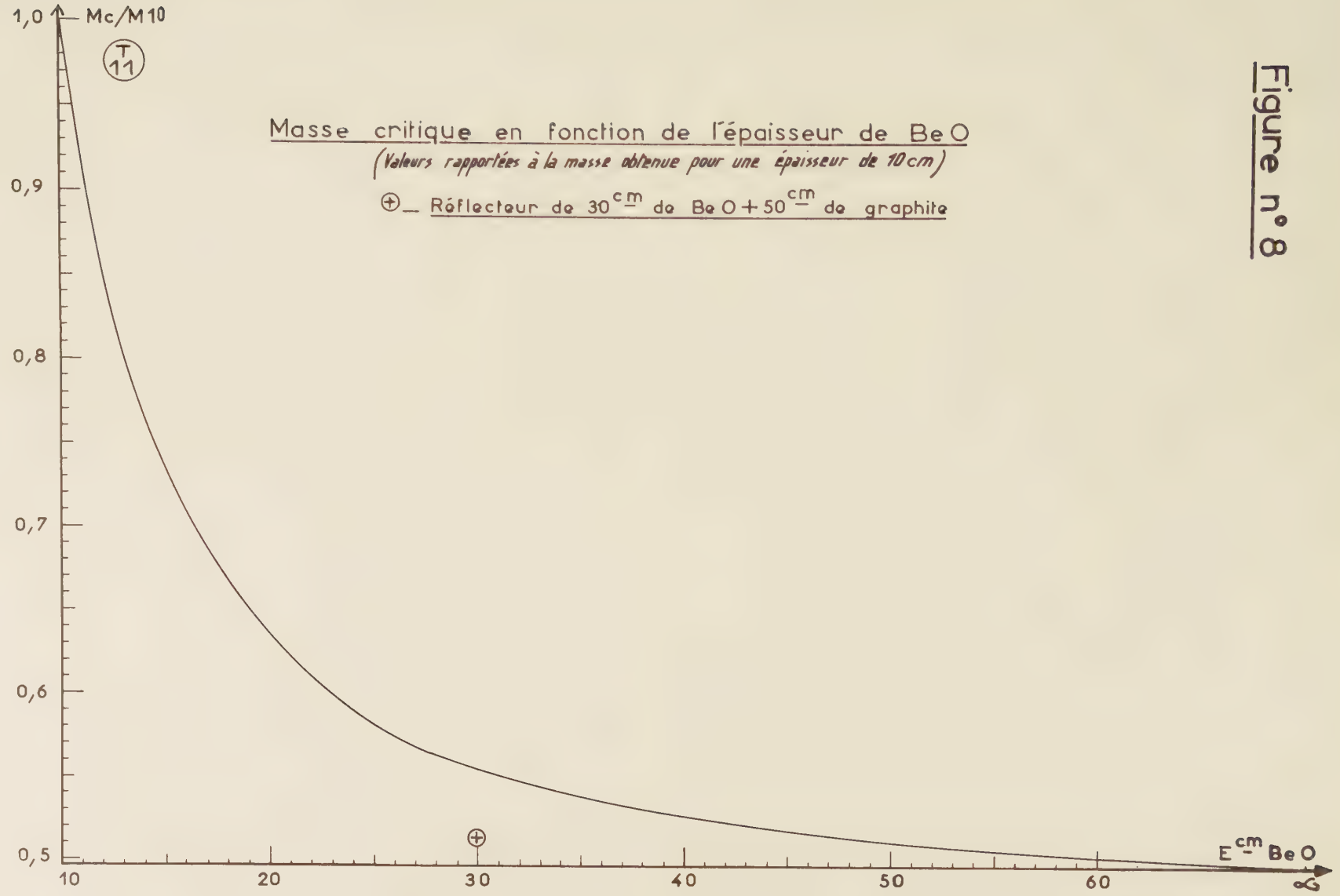

Masse critique en fonction de l'épaisseur de Be O
(Valeurs rapportées à la masse obtenue pour une épaisseur de 10 cm)
⊕ Réflecteur de 30 cm de Be O + 50 cm de graphite
1,0
Mc/M10
T 11
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
10
20
30
40
50
60
E cm Be O

Figure n° 8

réflecteur constantes : la hauteur et la concentration étaient les paramètres. On déterminait ensuite l'état critique par extrapolation graphique.

Dans ces calculs, on suppose qu'il y a partout continuité entre le milieu multiplicateur et le réflecteur d'oxyde de béryllium (*).

La figure 9 donne la masse critique en fonction de la hauteur du coeur, pour un rayon de 12,5 cm et des réflecteurs de BeO et C d'épaisseurs respectives 27,5 cm et 50 cm. Le minimum se situerait pour une pile très plate, très éloigné de la configuration réelle.

Sur la même figure sont portés les résultats obtenus avec le programme PDQ. La courbe présente un minimum, et, comme nous le verrons ensuite, l'allure de la variation relative de masse critique est proche des résultats expérimentaux.

Les constantes neutroniques calculées pour l'air, avec une grande marge d'erreur, sont tabulées ci-dessous.

Constantes neutroniques de l'air :

$D_1 = 1.929$ cm $\qquad D_2 = 1.497$ cm

$\Sigma_1 = 0.00000173$ cm^{-1} $\qquad \Sigma_2 = 0.0000757$ cm^{-1}

B - EXPERIENCES.

La détermination expérimentale des conditions critiques a été faite en fonction de la concentration en plutonium, de la hauteur du milieu multiplicateur et pour deux cuves de même épaisseur, l'une en acier inoxydable, l'autre en zircalloy. Etant données les incertitudes des résultats théoriques, les premières approches sous-critiques ont été faites en augmentant très lentement l'un des paramètres à la fois.

1 - DISPOSITIFS DE MESURE.

1/ Mesures neutroniques :

L'approche sous-critique consiste à mesurer les variations du coefficient de multiplication d'une source de neutrons.

Pour des concentrations inférieures à 20 g de plutonium/litre, on utilisait une source de Ra-Be de 200 millicuries, placée au centre du milieu multiplicateur, dans un tube en acier inoxydable de 16 x 18 mm.

Pour les concentrations supérieures à 20 g de plutonium/litre, les sources naturelles de fission spontanée et les réactions (α, n) étaient assez intenses. Avec une teneur de 1 % en plutonium-240, la production de neutrons par fission spontanée est 0,2 neutron/cm^3.sec pour une concentration de 30 g de plutonium/litre. Pour cette même concentration, on trouve (30) une émission de 3 neutrons/cm^3 par les réactions O^{18} (α, n) Ne^{21}.

Les compteurs de neutrons choisis pour l'approche sous-critique étaient des compteurs proportionnels à BF^3 du type BB, construits par Atomenergi (Suède). Leurs caractéristiques principales sont : ϕ = 8 mm, L = 30 mm, efficacité = 0,16 coup/n/cm^2.sec. Les quatre compteurs utilisés furent placés à différentes distances de l'axe du réacteur. Lorsque le taux de comptage d'un compteur dépassait 100 000 coups/minute, on coupait la haute tension, mais il restait en place. Ainsi, la configuration du réacteur resta constante durant toute l'approche sous-critique. Cette disposition des compteurs permit de suivre la multiplication d'une valeur aussi faible que 30, jusqu'à l'état critique. Une étude préalable (31) a montré que ces compteurs présentaient un palier de discrimination de 2 à 3 volts pour un gain de 100 000 d'un amplificateur type AMP 249. Pour parer à une dérive de l'électronique au cours des semaines qu'ont duré les expériences, les compteurs étaient vérifiés sur place en introduisant dans un canal expérimental une source de Ra-Be de 50 millicuries. Par la suite ont été ajoutées une chambre à fission dans le canal de la barre de compensation et à son opposé, et un compteur à BF^3 type 12 EB 40 sur la partie supérieure du réflecteur de graphite. Les chambres d'ionisation à B^4C, reliées au tableau de commande de la pile étaient branchées sur les chaines de sécurité, mais ne donnaient pas d'indication utilisable durant l'approche sous-critique.

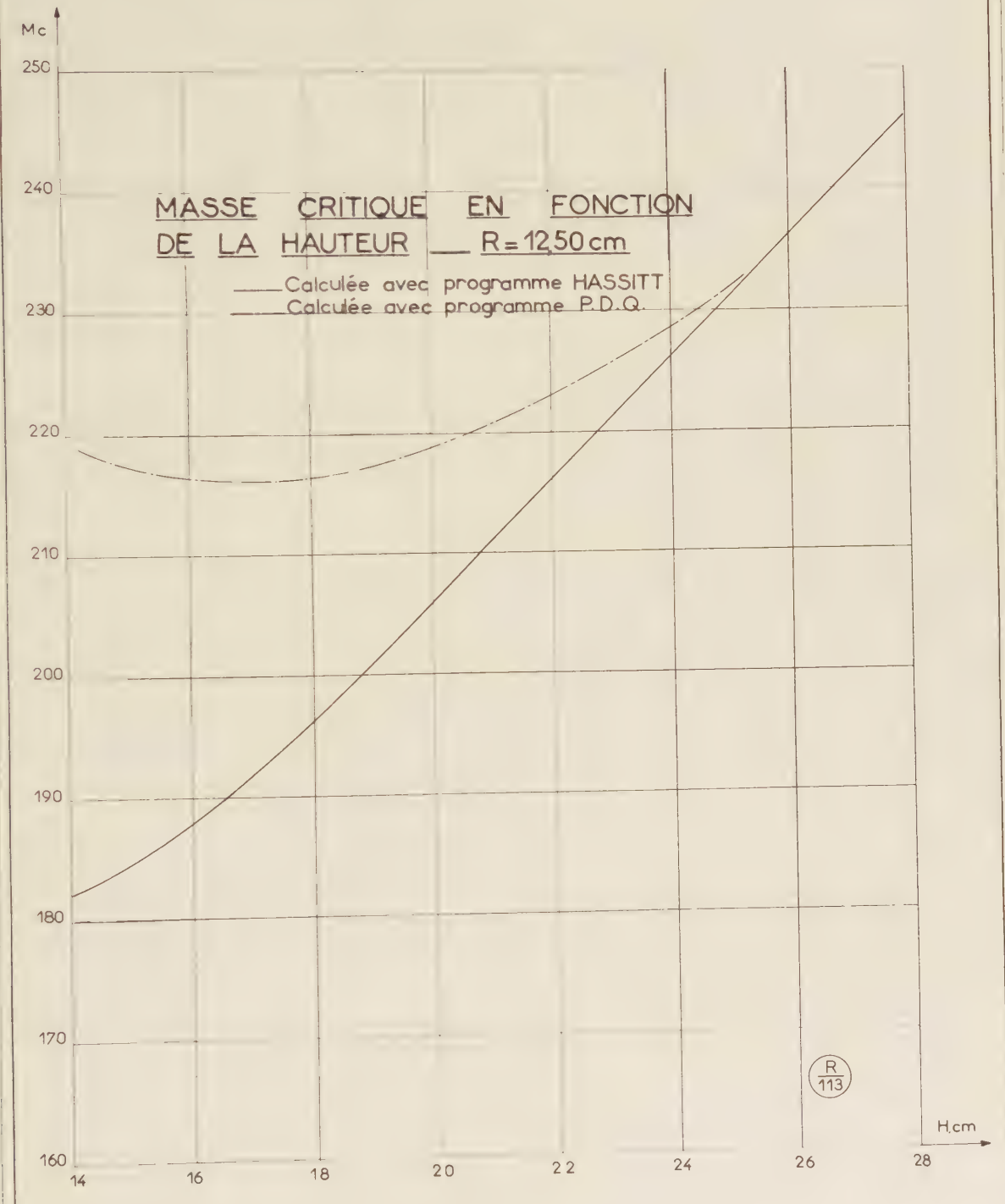
2/ Mesures chimiques :

Les analyses ont porté sur la solution de plutonium contenue dans la pile et sur les solutions con-

---

(*) La cuve n'est remplie environ qu'aux 2/3, laissant une cavité de 5 litres.

Figure n° 9


Mc
250
240
230
220
210
200
190
180
170
160
MASSE CRITIQUE EN FONCTION
DE LA HAUTEUR — R = 12,50 cm
Calculée avec programme HASSITT
Calculée avec programme P.D.Q.
R/113
H.cm
14
16
18
20
22
24
26
28

centrées qui servaient à son enrichissement en plutonium. Sur ces deux types de solution ont été effectuées (•) les déterminations suivantes : densité, acidité libre, concentration en plutonium, concentration en fer.

3/ Mesures géométriques :

Elles consistaient en la mesure du niveau de la solution, dans la cuve et dans le réservoir de stockage. Ces mesures étaient effectuées par des pointes métalliques qui fermaient des circuits au contact de la solution. Dans la cuve, une pointe fixe, passant dans le tube de diamètre 10 mm permettait une mesure reproductible à 2/100 de mm près. Dans le réservoir, la pointe était vibrante afin de réduire les effets de ménisque et asservissait une régulation de pression. Cette pression, appliquée dans le réservoir maintenait le niveau de la cuve stable, à mieux d'un micron près (32).

4/ Mesures de températures :

La température désirée était obtenue en chauffant l'air de la chambre par des résistances électriques, l'air étant brassé par des ventilateurs hélicoïdes. Pour la régulation automatique de la température, la résistance de six sondes placées dans la cabine était comparée à une valeur préaffichée. Une sonde Leeds Northrup type 8163 CS mesurait finement la température qui était enregistrée à ± 0,005 % par un Speedomax type 6912. De plus, d'autres résistances de platine et des thermocouples indiquaient l'homogénéité de température dans la pile.

2 - APPROCHE SOUS-CRITIQUE.

1/ Préparation des solutions :

Les opérations de mélange et d'addition de solution concentrée étaient réalisées avec les dispositifs de transvasement décrits par ailleurs (10). Pour l'approche sous-critique finale, et afin d'améliorer la précision relative des derniers points les uns par rapport aux autres, on ajoutait directement la solution concentrée dans le réservoir à l'aide de pipettes graduées. Nous utilisions à cette fin la même solution concentrée. Le volume contenu dans le réservoir était connu à 1/1000 près et le volume ajouté par la pipette à environ 2/1000 près.

2/ Mode opératoire :

Pour chaque concentration, la solution était montée à différents niveaux dans la cuve de la pile. Les comptages étaient faits à l'aide des quatre compteurs BB, afin de totaliser au moins 20 000 coups, sur le compteur le plus éloigné de l'axe. On portait alors sur un graphique, l'inverse du taux de comptage, en fonction de la concentration ou de la hauteur. L'extrapolation de cette courbe définissait les conditions critiques. La figure 10 montre ce réseau de courbes tracées en fonction de la concentration, et la figure 11 lorsque la hauteur est choisie pour abscisse.

Toutes ces courbes avaient leur concavité tournée vers le haut et les extrapolations étaient par défaut. En général l'extrapolation était meilleure avec la hauteur portée en abscisse. Dans les cas les plus favorables, l'erreur sur la hauteur extrapolée était de 0,05 mm.

3 - RESULTATS.

1/ Cuve en acier inoxydable.

Le tableau III donne les paramètres critiques pour les dernières additions. Les erreurs sur les niveaux extrapolés sont toutes contenues dans une plage de ± 0,1 mm. Les concentrations sont données avec trois chiffres après la virgule. Cette précision n'est valable que relativement, et ne présente pas une mesure absolue de la concentration.

En valeur absolue, la concentration n'est connue qu'à 5/1000 près. La température, constante pendant ces expériences, était de 32°C.

La masse critique est obtenue pour une hauteur voisine de 215 mm (fig. 12).

$$M_{cmin} = (291 \pm 1,6)\ g$$

•) M. Corpel et ses collaborateurs ont effectué l'ensemble de ces analyses avec compétence et rapidité. Nous l'en remercions très vivement.

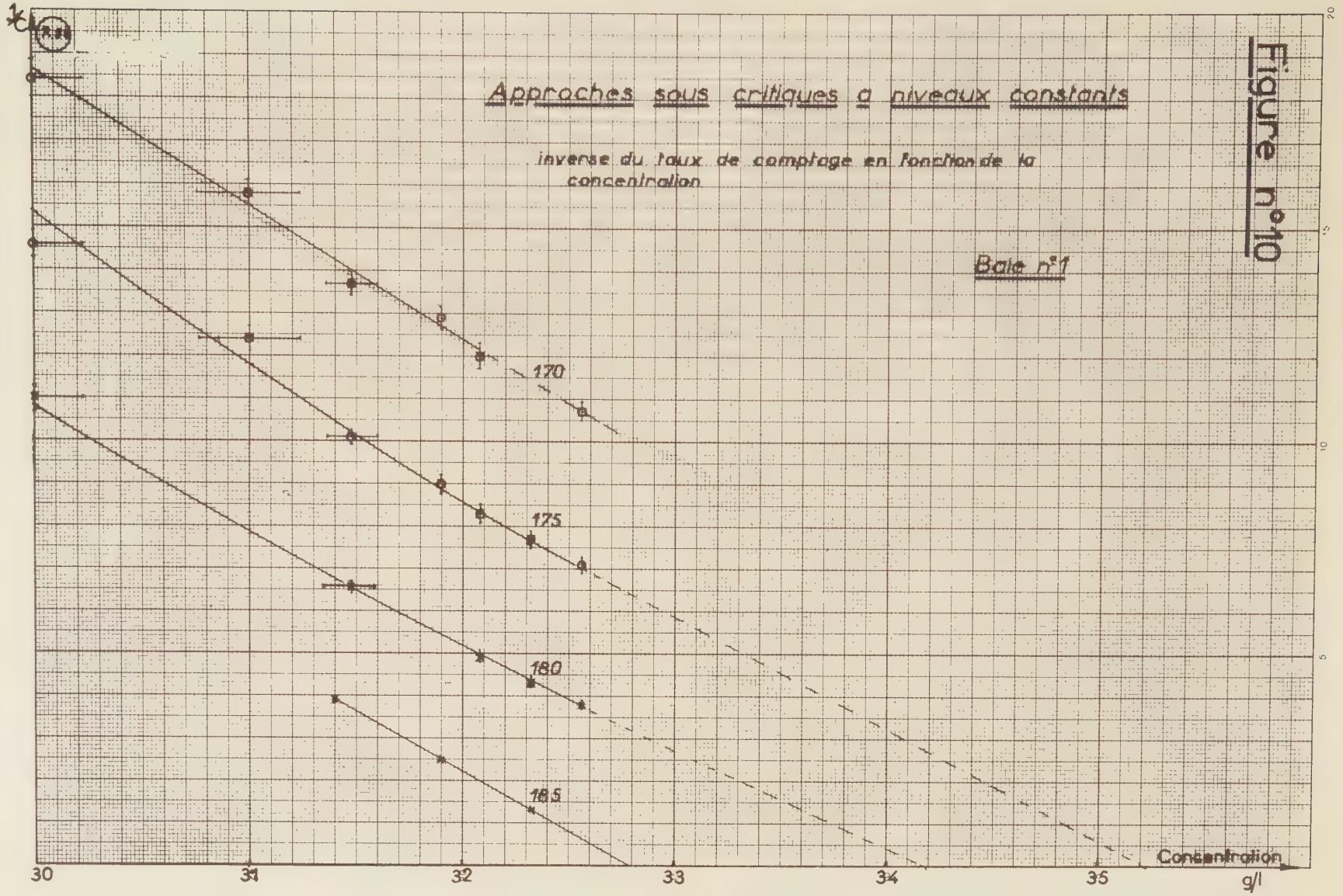

Approches sous critiques à niveaux constants
Inverse du taux de comptage en fonction de la concentration
Baie n°1
170
175
180
185
30
31
32
33
34
35
Concentration
g/l

Figure n°10

Figure n° 11

Approche sous critique à concentration constante

Cuve acier inoxydable

Proserpine le 17-3-58

Inverse du taux de comptage en fonction de la hauteur

Concentration 30 g/l

Température 23° C

Masse critique 293,5g

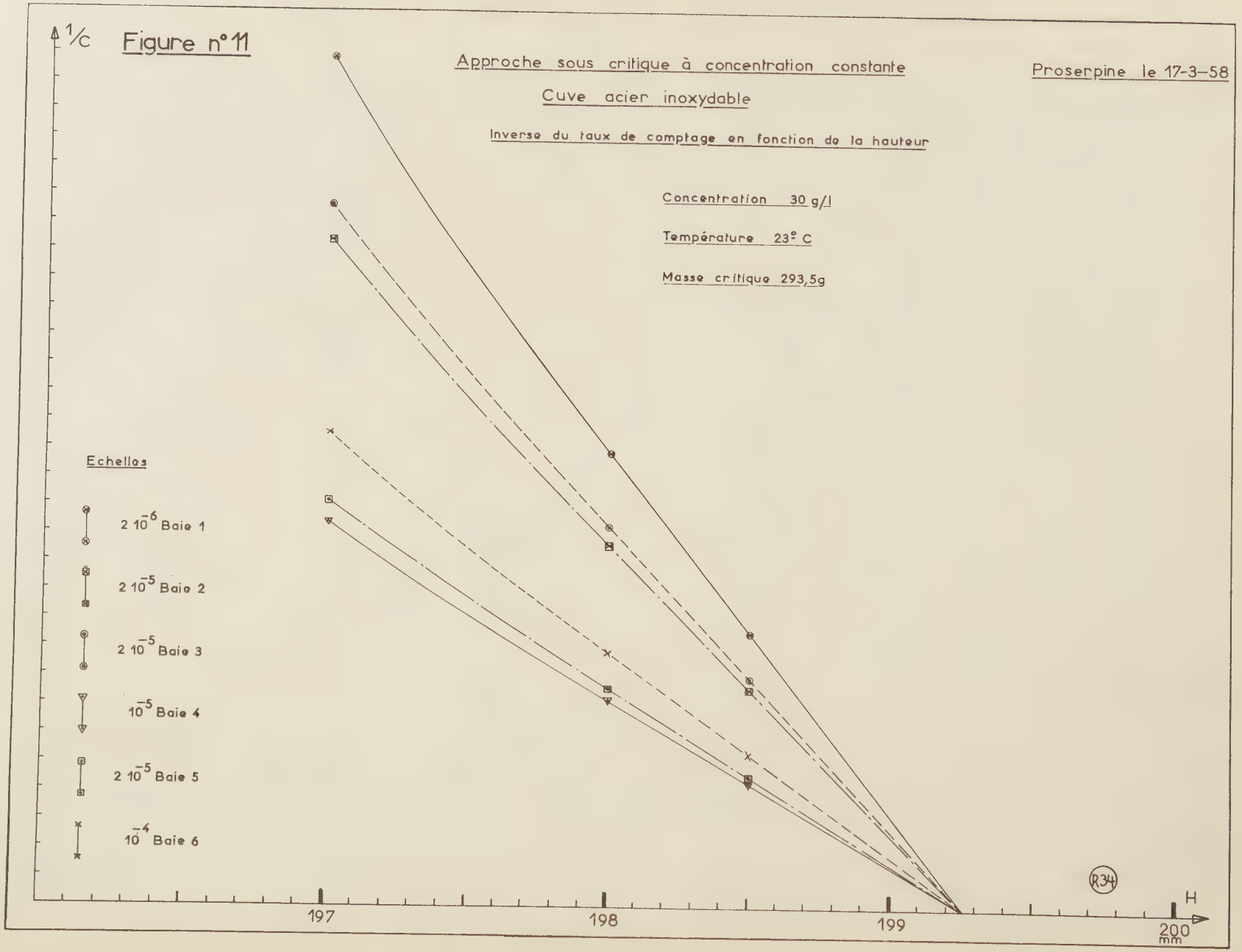


Figure n° 12

T3

Masse critique en fonction de la hauteur

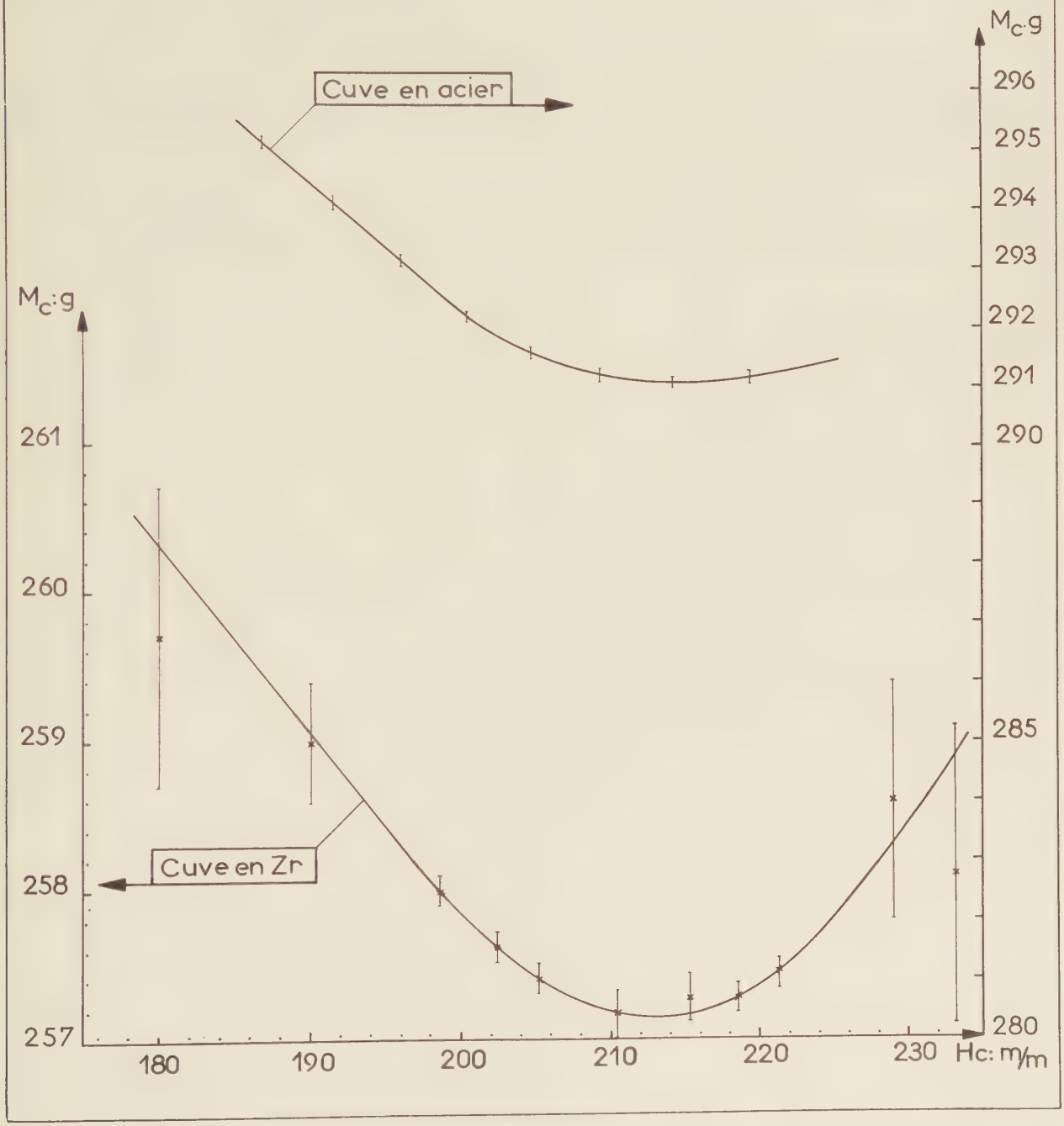


Tableau III

Concentration g/l	Niveau extrapolé mm	Volume extrapolé cm^3	Masse critique g
32,172	186,9	9,174	295,15
31,550	191,7	9,410	294,11
30,449	196,12	9,627	293,13
29,684	200,5	9,842	292,15
28,995	204,85	10,055	292,54
28,331	209,4	10,279	292,21
27,668	214,3	10,519	291,04
27,035	219,4	10,770	291,17

2/ Cuve en zircalloy :

Avec les mêmes conventions, les paramètres critiques pour les dernières additions sont données dans le tableau IV.

Tableau IV

Concentration g/l	Hauteur extrapolée mm	Volume extrapolé cm^3	Masse critique g
30,650	180	8,475	259,70
28,970	190	8,940	258,99
27,598	198,56	9,347	257,96
27,040	202,38	9,527	257,62
26,650	205,19	9,659	257,41
25,971	210,35	9,902	257,17
25,393	215,24	10,132	257,28
25,014	218,48	10,285	257,27
24,716	221,26	10,416	257,44
23,991	229	10,780	258,6
23,511	233,2	10,977	258,1
21,71*	248,6	11,720	254,5
20,80*	261,75	12,310	256,2
20,36*	268,70	12,680	258

Le minimum de la masse critique en fonction de la hauteur est très étalé (fig. 12) et peut se placer vers une hauteur de 215 mm.

On a, pour un plutonium à 1,78 % de teneur en Pu-240 :

$$M_{c\,min} = (257,2 \pm 1)\ g$$

C - COMPARAISON DES RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX.

Les différentes méthodes utilisées pour le calcul des conditions critiques ne pouvaient tenir compte que d'un paramètre particulier de la pile réelle :

- la géométrie sphérique permettait d'inclure une paroi absorbante entre le coeur et le réflecteur ;
- le programme Hassit tenait compte de la géométrie cylindrique ;
- le programme PDQ, de la cavité existant au-dessus du milieu multiplicateur.

Il est intéressant de comparer les résultats obtenus pour chaque paramètre, avant d'évaluer l'écart final entre calculs et expériences.

(*) Ces trois résultats ont été obtenus dans la deuxième campagne de mesures en 1959, où la teneur en plutonium-240 était de 1,06 % au lieu de 1,78 % pour les résultats précédents.

1 - EFFET DE LA NATURE DE LA CUVE.

Bien que la forme exacte de la cuve soit assez complexe et son épaisseur différente au fond, au couvercle et sur les parois, les calculs ne pouvaient être faits qu'en supposant une épaisseur uniforme. Des mesures effectuées avec les cuves en acier inox et en zircalloy, on peut essayer de déduire une "épaisseur uniforme effective".

La différence entre les masses critiques est de 33 g. Rapportée à la masse critique pour la cuve en acier, elle représente une diminution de 11,3 %. Si l'on porte ces résultats sur les courbes calculées (fig. 13) on en déduit une "épaisseur uniforme effective" variant de 2,1 à 1,4 mm.

Celle-ci diffère assez peu de l'épaisseur réelle sur les 3/4 de la surface (1 mm), et de l'épaisseur choisie pour certains calculs (2 mm).

2 - EFFET DE LA CAVITE.

Les concentrations calculées pour une pile avec cavité (programme PDQ) sont portées sur la figure 14, ainsi que les résultats expérimentaux. Les deux courbes obtenues sont sensiblement parallèles. Les résultats de calcul avec la pile sans cavité (programme Hassitt) s'écartent d'autant plus que la cavité est plus grande.

On pourrait donc ajuster les constantes neutroniques de l'air, en jouant surtout sur son absorption. Cela ne nous semble pas permis à cause de la configuration trop complexe de la pile.

Il faut souligner que les calculs rendent compte correctement de la variation relative de masse critique (fig. 9).

3 - PASSAGE DE LA GEOMETRIE SPHERIQUE A LA GEOMETRIE CYLINDRIQUE.

La méthode la plus classique pour utiliser les calculs relatifs à la géométrie sphérique, pour la géométrie cylindrique, est celle développée par Prohammer (33). Elle revient à écrire l'égalité des laplaciens des piles nues équivalentes.

Si R_s est le rayon de la pile sphérique avec réflecteur, R_c et H_c respectivement le rayon et la hauteur de la pile cylindrique avec réflecteur, on pose :

$$\left(\frac{\pi}{R_s + \delta}\right)^2 = \left(\frac{2,405}{R_c + \delta}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H_c + 2\delta}\right) \qquad (11)$$

δ étant une constante qui peut être assimilée au "gain réflecteur".

Prohammer trouve qu'avec un réflecteur en eau légère $\delta = 2,8$ cm. Cette valeur est en fait égale à la longueur de diffusion de l'eau légère, et ne s'identifie avec le "gain réflecteur" que pour de grands réacteurs.

Nous nous sommes proposés d'évaluer la constante δ qui permettrait d'utiliser l'équation (11) pour Proserpine. A partir de chaque concentration critique expérimentale, on calcule le rayon sphérique correspondant. On trace les courbes $\frac{R_s}{R_c}$ en fonction de $\frac{1}{2}\frac{H_c}{R_c}$ pour les cuves en acier et en zirconium (courbes 2 et 3 sur la fig. 15). On a porté aussi (courbe 1) les mêmes paramètres en utilisant les résultats obtenus par le programme Hassitt. D'autre part, en utilisant l'équation (11) pour $R_c = 12,5$ cm et différentes valeurs de δ on porte $\frac{R_s}{R_c}$ en fonction de $\frac{1}{2}\frac{H_c}{R_c}$. On voit qu'aucune valeur positive de δ ne peut être trouvée pour nos résultats expérimentaux.

Ceci peut résulter de la présence de la cavité ou de l'importance du "gain réflecteur" dû à l'oxyde de béryllium. Le gain réflecteur, différence entre les rayons des piles critiques nues et avec réflecteur pour la même concentration, est en effet égal au rayon critique comme le montre la figure 16.

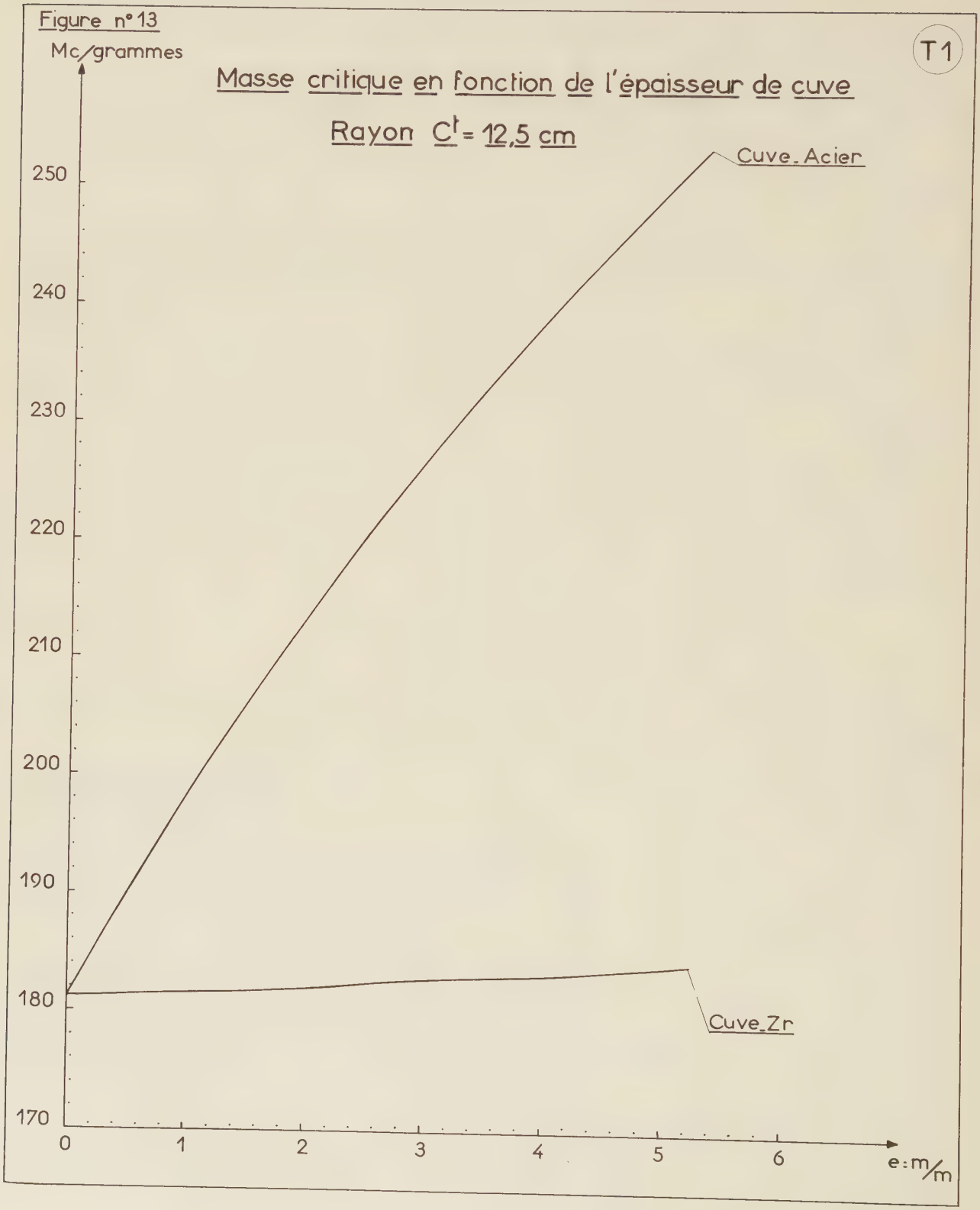
Cette difficulté de passer d'une géométrie à l'autre impose d'être prudent par la suite, lorsque nous comparerons des calculs obligatoirement effectués en géométrie sphérique (calcul de perturbations) aux résultats expérimentaux.

4 - EFFET DU PLUTONIUM-240.

Le plutonium utilisé dans les deux campagnes expérimentales n'avait pas la même provenance et contenait respectivement 1,78 et 1,06 % de Pu-240. Ces teneurs mesurées au spectrographe de masse sont connues à 1 % près. (erreur relative).

Figure n° 13

T1



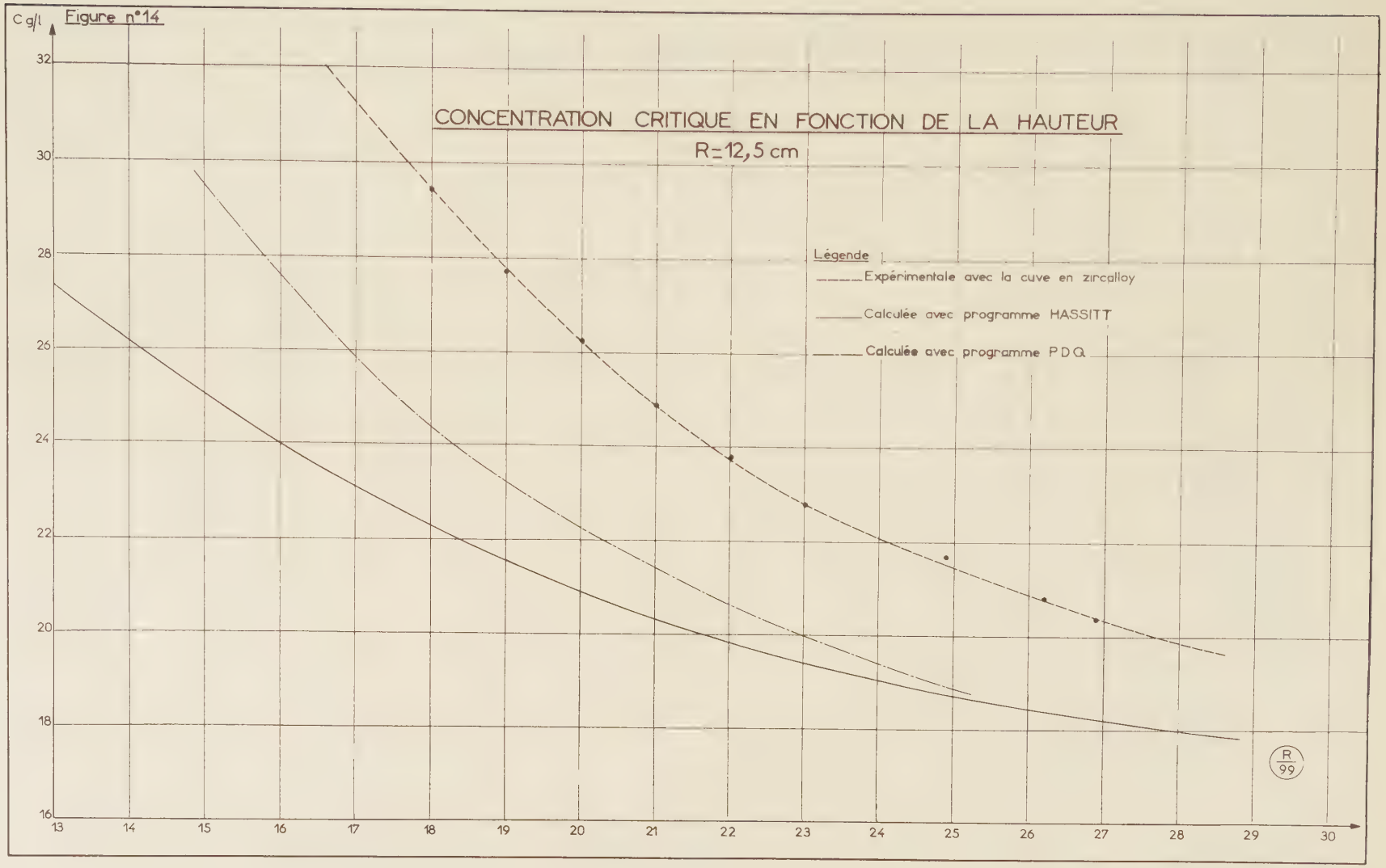
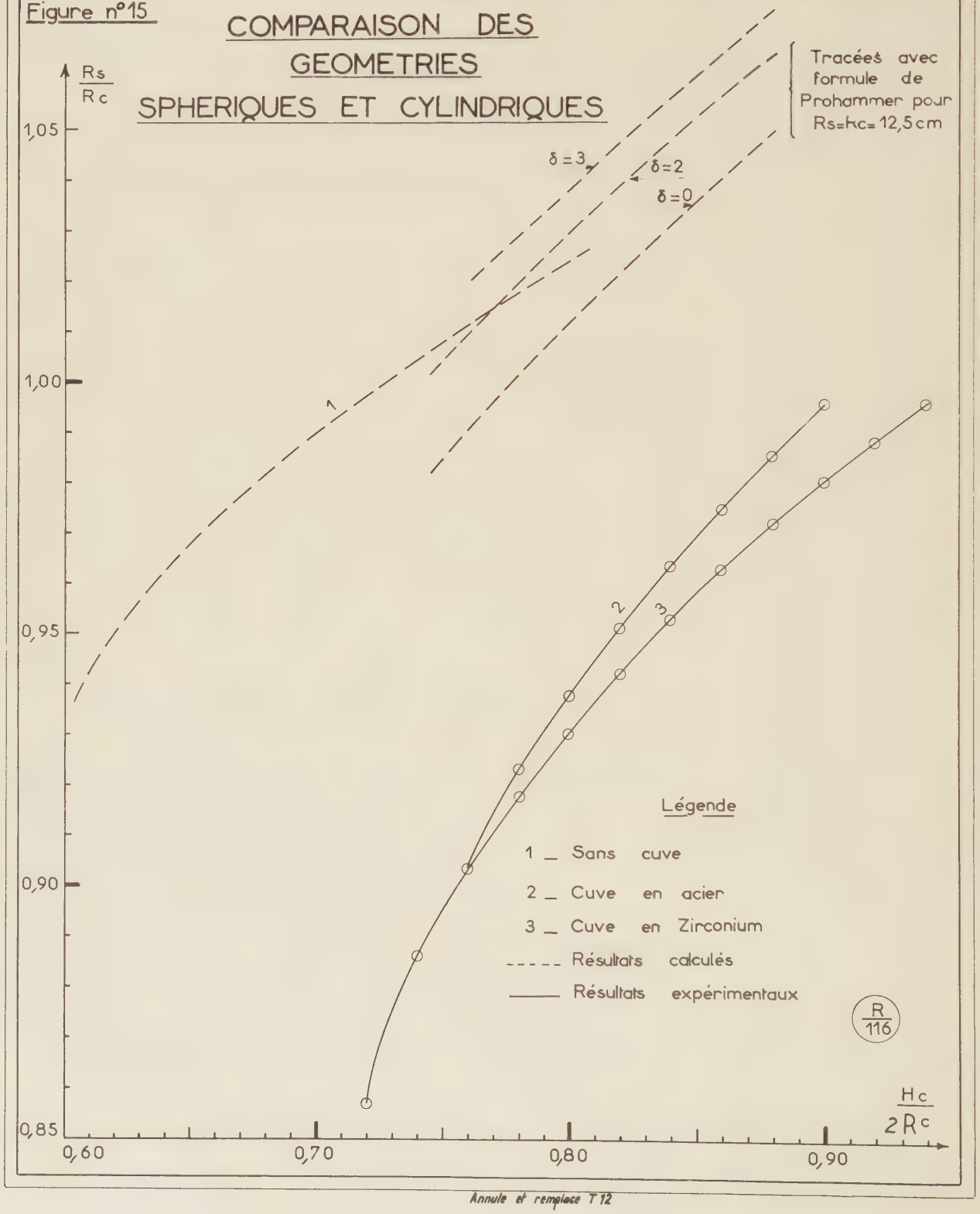


Figure n°14
C g/l
CONCENTRATION CRITIQUE EN FONCTION DE LA HAUTEUR
R=12,5 cm
Légende
Expérimentale avec la cuve en zircalloy
Calculée avec programme HASSITT
Calculée avec programme PDQ
R/99
32
30
28
26
24
22
20
18
16
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30

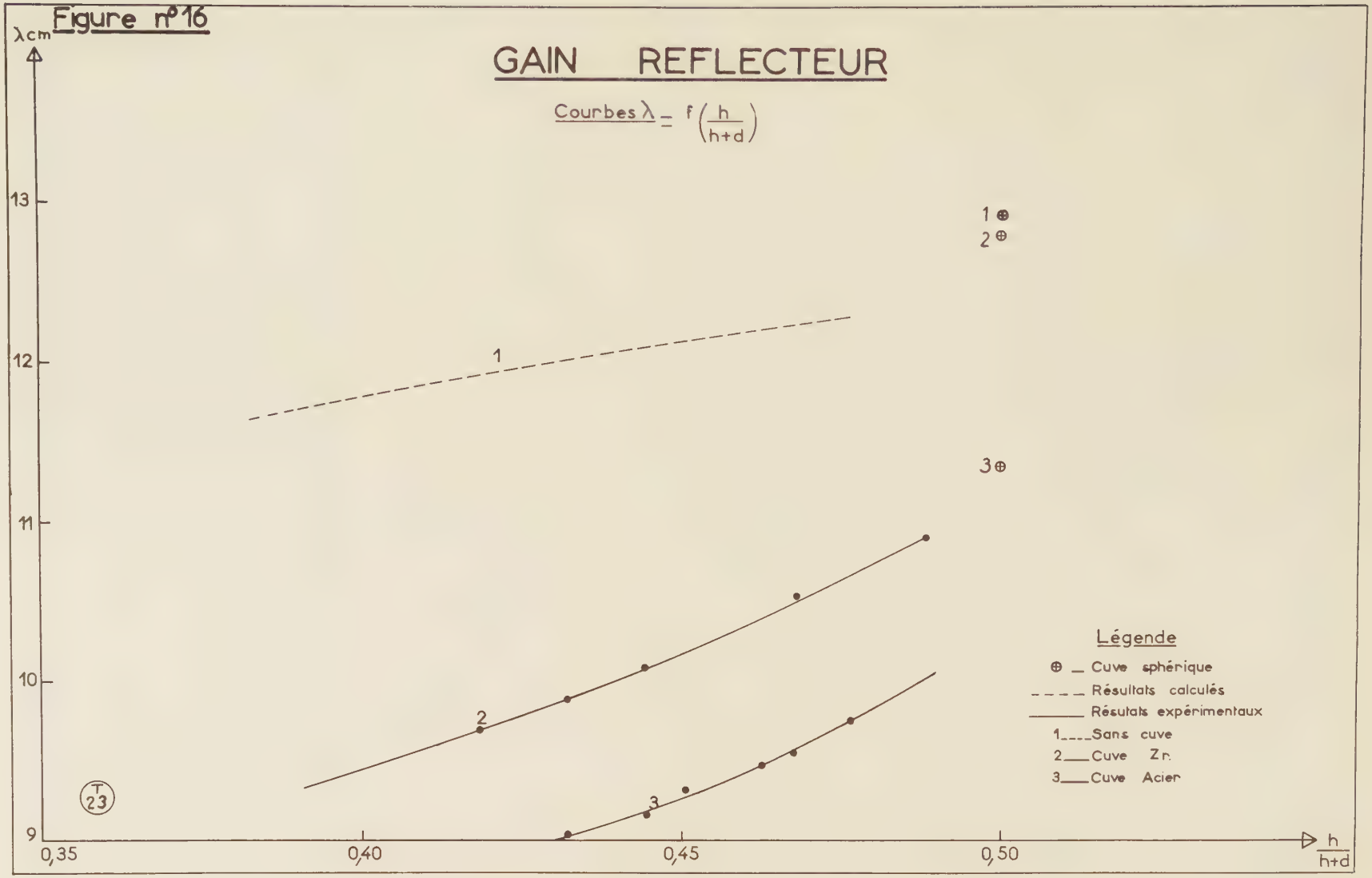
Figure n°15

COMPARAISON DES GEOMETRIES SPHERIQUES ET CYLINDRIQUES



Annule et remplace T 12

Figure n°16


GAIN REFLECTEUR
Courbes λ = f (h / h+d)
λcm
13
12
11
10
9
0,35
0,40
0,45
0,50
h / h+d
1
2
3
Légende
⊕ _ Cuve sphérique
- - - - Résultats calculés
_____ Résultats expérimentaux
1____Sans cuve
2____Cuve Zn.
3____Cuve Acier
T 23

Il est intéressant de comparer, toutes choses égales par ailleurs, les masses critiques obtenues dans les deux cas. On peut penser ainsi vérifier les valeurs choisies pour les sections efficaces effectives du Pu-240, connues avec une très mauvaise précision. La résonance à 1,075 ev et la méconnaissance des spectres où cette mesure a été faite en sont causes. Les valeurs publiées pour la section efficace du groupe thermique sont très dispersées.

σ_{a_o} = 460 ± 45 barns par P.A. Krupchitsky (26)
= 400 " Halperin et al (34)
= 550 ± 20 " Fields (35)

Nous avons calculé pour un spectre de Wigner-Wilkins une valeur de 260 barns.

Pour les neutrons épithermiques, l'intégrale de résonance mesurée par P.A. Krupchitsky (26) est I_{a_o} = (10 000 ± 2 800) barns. Cette valeur est cohérente avec celles rassemblées par Westcott (36).

L'importance du choix de ces deux sections efficaces effectives apparait dans les figures 17 et 18. On a porté la masse critique de plutonium (Pu-239 + Pu-240) en fonction de la teneur en Pu-240, pour différentes valeurs des paramètres σ_{a_o} et I_{a_o}.

Les masses critiques pour les deux compositions isotopiques de plutonium et une concentration de 25,4 g/l sont respectivement :

M_c (257,3 ± 1 g) pour 1,78 % de Pu-240
M_c (250,8 ± 1 g) pour 1,06 % de Pu-240

Le gain est de (6,5 ± 2)g, ou en valeur relative (2,6 ± 0,8 %).

Avec cette précision, la section efficace $\overline{\sigma_{a_o}}$ peut être prise dans la plage de 250 à 650 barns, ce qui n'apporte aucun élément nouveau par rapport aux chiffres précédemment cités.

5 - COMPARAISON DES VALEURS ABSOLUES DE MASSE CRITIQUE.

Si l'on corrige les résultats obtenus par le modèle théorique le plus élaboré (programme PDQ) pour tenir compte de l'effet de la cuve, on obtient comme valeurs de comparaison, celles reportées dans le tableau V. Elles correspondent à une hauteur critique de 250 mm où la cavité ne représente que le 1/7 du volume critique.

Tableau V

	Concentration g/l	Masse critique g	Coefficient de multiplication
Expérience	21,45	263,2	1
Calcul	19,01	233,2	0,970

L'accord assez bon entre ces résultats peut surprendre étant données les hypothèses grossières du calcul. Tous les programmes appliquent en effet la théorie à deux groupes. Les constantes neutroniques sont celles couramment utilisées sur d'autres types de piles à neutrons thermiques, sauf pour les sections efficaces dont les moyennes sont faites sur un spectre particulier.

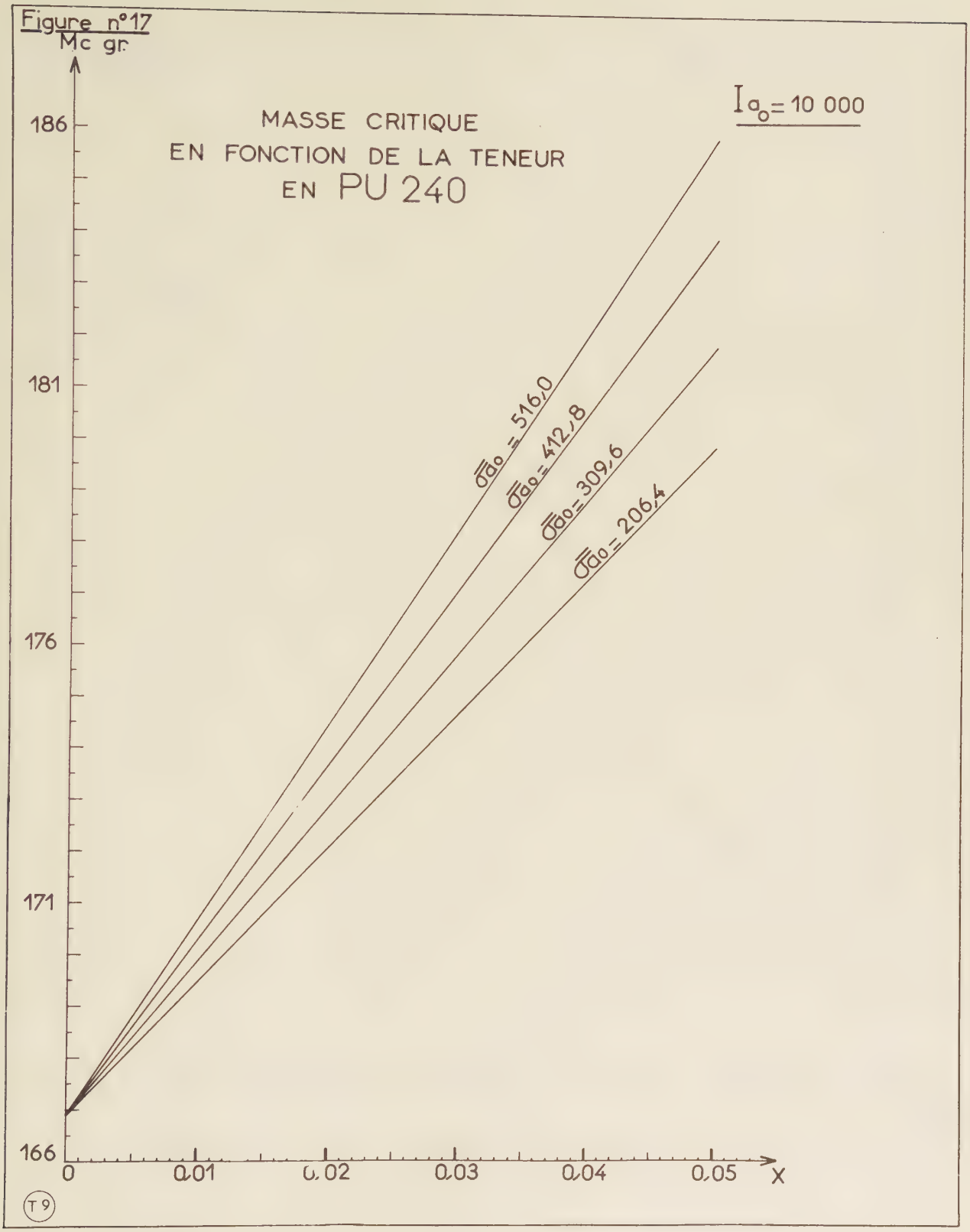
Or, il faut souligner les conditions particulièrement défavorables, réunies dans Proserpine, qui rendent très grossier le modèle de la diffusion à deux groupes :

- Le ralentissement des neutrons de fission dans l'eau légère, suivant le modèle continu de Fermi, dépeint très mal la réalité. Mais ce défaut est particulièrement sensible, par l'importance des fuites de neutrons en ralentissement, et la présence d'un réflecteur de nature différente du modérateur.

- De plus, dans ce réflecteur en oxyde de béryllium, se produisent des réactions que nous avons négligées : (n, α), (n, 2n), (γ, n), (diffusion inélastique).

- La cavité, dont l'importance apparait dans la figure 14 où l'écart entre concentrations théoriques et expérimentales décroit avec le volume de la cavité. Des expériences nouvelles seraient à faire sur une pile conçue à cet effet, pour vérifier la validité des constantes utilisées dans le programme PDQ.

Figure n°17


Mc gr
MASSE CRITIQUE
EN FONCTION DE LA TENEUR
EN PU 240
$I_{a_o} = 10\,000$
186
181
176
171
166
$\overline{\sigma a_o} = 516,0$
$\overline{\sigma a_o} = 412,8$
$\overline{\sigma a_o} = 309,6$
$\overline{\sigma a_o} = 206,4$
0
0,01
0,02
0,03
0,04
0,05
X
T 9

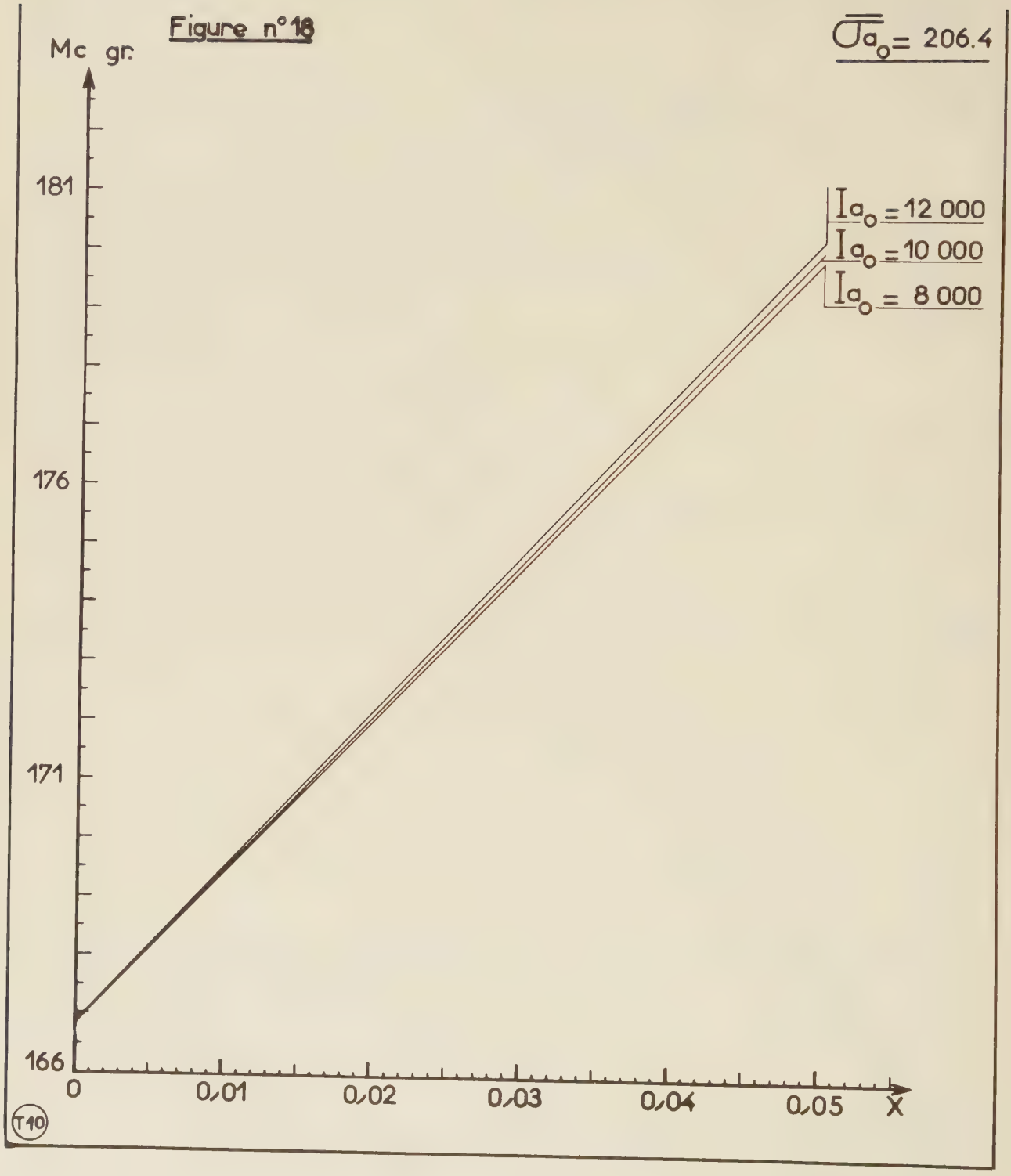


Figure n°18
Mc gr.
$\overline{\sigma a_o}$ = 206.4
181
176
171
166
Ia_o = 12 000
Ia_o = 10 000
Ia_o = 8 000
0
0,01
0,02
0,03
0,04
0,05
X
T10

- Enfin des effets moins importants n'ont pas été introduits dans les calculs (canaux expérimentaux, épaisseur variable de la cuve).

Nous concluerons, qu'avec une configuration modérément perturbée, la théorie à deux groupes, avec les constantes classiques des publications étrangères rend bien compte, globalement, de la multiplication des neutrons dans une pile à neutrons thermiques de petites dimensions.

CHAPITRE III

DÉTERMINATION DE LA RELATION ENTRE RÉACTIVITÉ ET PÉRIODE, ET MESURE DU TEMPS DE VIE

1 - POSITION DU PROBLEME.

Les mesures des coefficients de réactivité dans les piles utilisent deux méthodes principales :

1/ Mesure de la période de doublement de puissance T :

Détermination de la réactivité ρ associée à cette période T par la relation :

$$\rho = \frac{\tau}{T} + \sum_i \frac{\varepsilon_i \beta_i}{1 + \lambda_i T} \qquad (12)$$

où les β_i et λ_i sont pris dans les tables de Keepin et Wimett (37) :

τ : temps de vie des neutrons prompts ;

ε_i : coefficient d'efficacité des neutrons retardés pour tenir compte du fait de leur plus grande probabilité de non fuite (énergie d'émission située entre 0,2 et 0,6 MeV, contre 2 MeV pour les neutrons prompts). $\varepsilon_i > 1$.

Les coefficients ε_i sont d'autant plus grands que la pile est plus petite. Pour une pile à uranium naturel et eau lourde, les ε_i sont très voisins de 1. Pour une pile à combustible très enrichi et eau légère, ε_i peut atteindre 1,5 (62). Le calcul de ces coefficients n'est pas précis. Dans notre cas, l'écart permis sur les constantes de ralentissement dans l'eau légère entraine une erreur sur ε_i au moins égale à 10 %.

2/ Comparaison à un étalon de réactivité :

L'étalon dépend de la nature de la pile. Dans les piles à eau lourde, ce sera le millimètre d'eau lourde ; pour une pile au graphite l'élément combustible central peut être choisi. Pour une autre pile, on pourra calculer avec une bonne précision l'antiréactivité introduite par une barre de contrôle.

Tous ces étalons de réactivité déduits de calculs, exigent un bon modèle théorique, pour des calculs de perturbations.

Afin de s'affranchir des erreurs liées aux méthodes précédentes, nous nous sommes proposés de faire une détermination expérimentale directe de la relation $\rho = f(T)$.

2 - ETALONNAGE ABSOLU DE REACTIVITE.

A - Théorie.

1/ Principe de la méthode :

Ce principe défini la première fois par F. De Hoffman (38) pour une mesure de l'étalon de réactivité dans Lopo en 1944, peut s'énoncer ainsi :

Si dans une pile homogène critique, on remplace un volume ΔV de solution fissile par un même volume ΔV de solution non fissile, mais de mêmes propriétés absorbantes et diffusantes que la solution retirée, on a :

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta \Sigma_f}{\Sigma_f}$$

où V : volume total de la solution fissile ;

Σ_f : section macroscopique de fission de la solution.

Cette variation de la section efficace de fission est équivalente à une variation fictive du nombre ν de neutrons émis par fission, et donc égale à la variation de réactivité :

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\Delta k_{eff}}{k_{eff}} \qquad (13)$$

Pour définir un étalon de réactivité on compense la variation de réactivité dû au remplacement du volume ΔV par une variation $\Delta \xi$ d'un paramètre ξ, afin de maintenir la pile critique.

L'étalon de réactivité aura pour valeur :

$$\Gamma = \frac{\Delta k_{eff}}{\Delta \xi}$$

2/ Choix du paramètre ξ :

Nous retiendrons pour ξ, le gramme de plutonium ajouté à partir de l'état critique. On peut en effet calculer la réactivité ajoutée par gramme de plutonium et il est commode expérimentalement de faire varier la masse de plutonium avec grande précision.

3/ Mode opératoire :

a) La barre de compensation est préalablement étalonnée en grammes de plutonium : la pile étant critique toutes barres sorties, on ajoute une quantité connue de plutonium. On détermine par approches sous critiques et divergences la position de la barre où la pile est critique. On recommence l'opération autant de fois qu'il est nécessaire pour avoir une bonne définition de la courbe donnant la masse critique à un volume constant en fonction de la position de la barre de compensation.

b) Partant des conditions où la masse critique est M_o pour une position x_o de la barre, on remplace un volume ΔV de solution fissile par un volume ΔV de solution de remplacement contenant du bore et de l'uranium-238. Les concentrations sont déterminées pour conserver la section macroscopique d'absorption.

c) On détermine par approches sous critiques et divergences la nouvelle position x_1 de la barre où la pile est critique.

A cette variation $\Delta x = x_1 - x_o$ est liée par la mesure faite en a), une variation équivalente ΔM_e de plutonium.

On en tire :

$$\Gamma = \frac{\Delta k_{eff}}{\Delta \xi} = \frac{\Delta k_{eff}}{\Delta M_e} = \frac{\frac{\Delta V}{V}}{\Delta M_e}$$

4/ Calcul de Γ :

En géométrie sphérique on calcule Γ par la méthode des coefficients de réactivité décrite au chapitre V, pour trois configurations de cuve (sans cuve, cuve Zr de 2 mm, cuve acier de 2 mm). Γ varie approximativement comme l'inverse de la masse critique comme le montrent les résultats du tableau VI.

Tableau VI

	$\Gamma(10^{-5})$	M_c(g)	$\Gamma . M_c$
sans cuve	187,2	180,84	3,385
cuve Zr	185,9	182,04	3,384
cuve acier	150,4	213,60	3,213

En géométrie cylindrique, des calculs faits par le programme Hassitt à des concentrations voisines pour une même hauteur, donnent directement les valeurs de Γ. La précision de k_{eff} étant seulement de 20 pcm, on en déduit une valeur moyenne de Γ valable pour des hauteurs allant de 18 à 22 cm.

$$\Gamma = (163 \pm 10).10^{-5}$$

Pour comparer cette valeur à celle obtenue pour la géométrie sphérique, on peut utiliser la loi approchée :

$$\Gamma \sim \frac{1}{M_c}$$

On trouve :

Cas sphérique $\Gamma . M_c = 3,385$

Cas cylindrique $\Gamma . M_c = 3,360 \pm 0,20$

On a pu traiter un cas en programme PDQ qui donne $\Gamma = 135.10^{-5}$ $\Gamma . M_c = 2,97$.

Pour les conditions expérimentales où $M_c = 260$ g, la valeur calculée de Γ serait :

$$\Gamma = (130 \pm 10).10^{-5}$$

B - Expérience.

1/ Etalonnage de la barre :

Pour définir avec précision la forme de la courbe donnant la masse critique en fonction de la position de la barre pour un volume constant, nous avons effectué une mesure intégrale et une mesure différentielle. Ces mesures ont été préalablement effectuées en fonction d'un autre paramètre : la hauteur critique à concentration constante. Il était trop long et fastidieux de changer de nombreuses fois la concentration de la solution, alors qu'une variation de niveau ne demandait que quelques minutes.

a) Etalonnage intégral à concentration constante :

L'étalonnage a été fait en 1958 et 1959 pour des concentrations en plutonium respectivement de 25,44 g/l et 25,34 g/l. Les courbes sont très voisines et la figure 19 représente les mesures faites en 1958. L'extrapolation donne la hauteur critique avec une précision de $\pm 0,02$ mm. La température était constante et égale à 30,7°C.

b) Etalonnage différentiel à concentration constante :

1 - Appareillage : Un moteur asynchrone-synchrone, calé sur un système excentrique variable par l'intermédiaire d'une boite de vitesses, anime la barre de compensation d'un mouvement sinusoïdal. L'amplitude peut varier de 0 à 50 mm. La fréquence est de 0,05 cycles/seconde.

La détection des neutrons est assurée par une chambre à fissions de 4 mm de diamètre. La modulation de puissance est décomposée en quatre quarts de période par l'intermédiaire d'un dispositif à microrupteurs placé sur le mécanisme d'oscillation.

2 - Mesure : On mesure l'amplitude relative de la modulation neutronique $\delta n/n$ par un dispositif électronique décrit par ailleurs (39). On en déduit les variations de réactivité du mm de barre, en fonction de la position de cette barre sachant que :

$$\frac{\delta k_{eff}}{k_{eff}} \sim \frac{\delta n}{n}$$

δn : modulation du taux de comptage du compteur ;

n : taux de comptage moyen.

La figure 20 montre les résultats obtenus.

On peut observer la forme pointue de cette courbe qui montre que la partie centrale de la barre n'est pas très linéaire, comme pourrait le faire penser la figure 19.

c) Etalonnage intégral à volume constant :

Pour chaque point de mesure, on ajoute dans le réservoir, une pipette de 5 cm^3 d'une solution concentrée bien connue. Au préalable, on a retiré 5 cm^3 de la solution diluée, afin de maintenir le niveau constant. On détermine par mesures sous-critiques et divergences la position de la barre pour laquelle la pile est critique.

La figure 21 montre les points (D, E, F, etc.) obtenus. Pour vérifier la forme de la courbe dans la partie centrale, on a reporté les résultats de l'intégration graphique de la courbe dérivée (fig. 20) en normalisant entre les points C et N. L'accord excellent obtenu prouve que le millimètre de solution et le gramme de plutonium ajoutés à partir de l'état critique, restent proportionnels dans la plage étudiée.

Figure n°19

ETALONNAGE DE LA BARRE DE COMPENSATION
EN FONCTION DU NIVEAU CRITIQUE
concentration C = 25,444 g/l température Θ = 30°,2

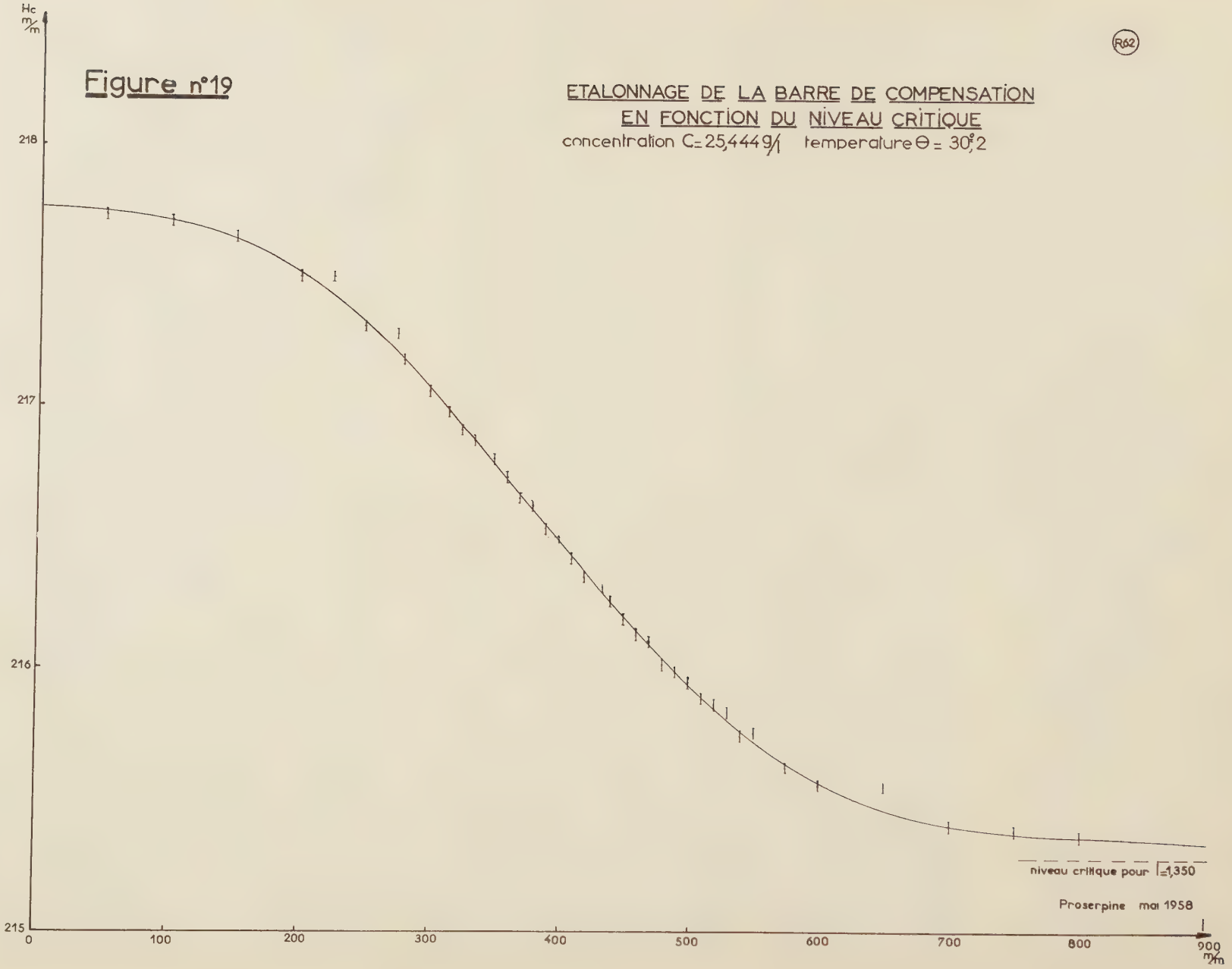
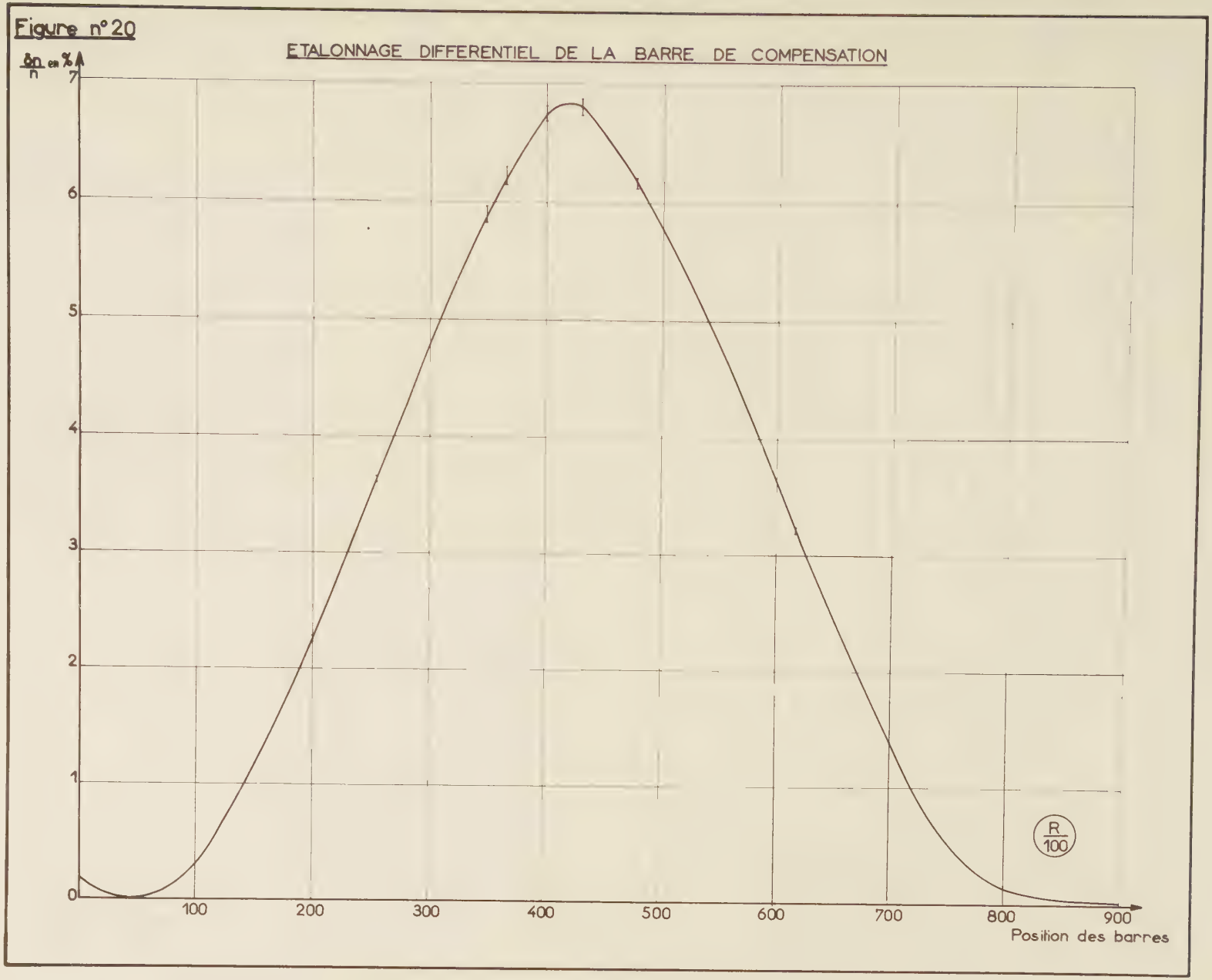
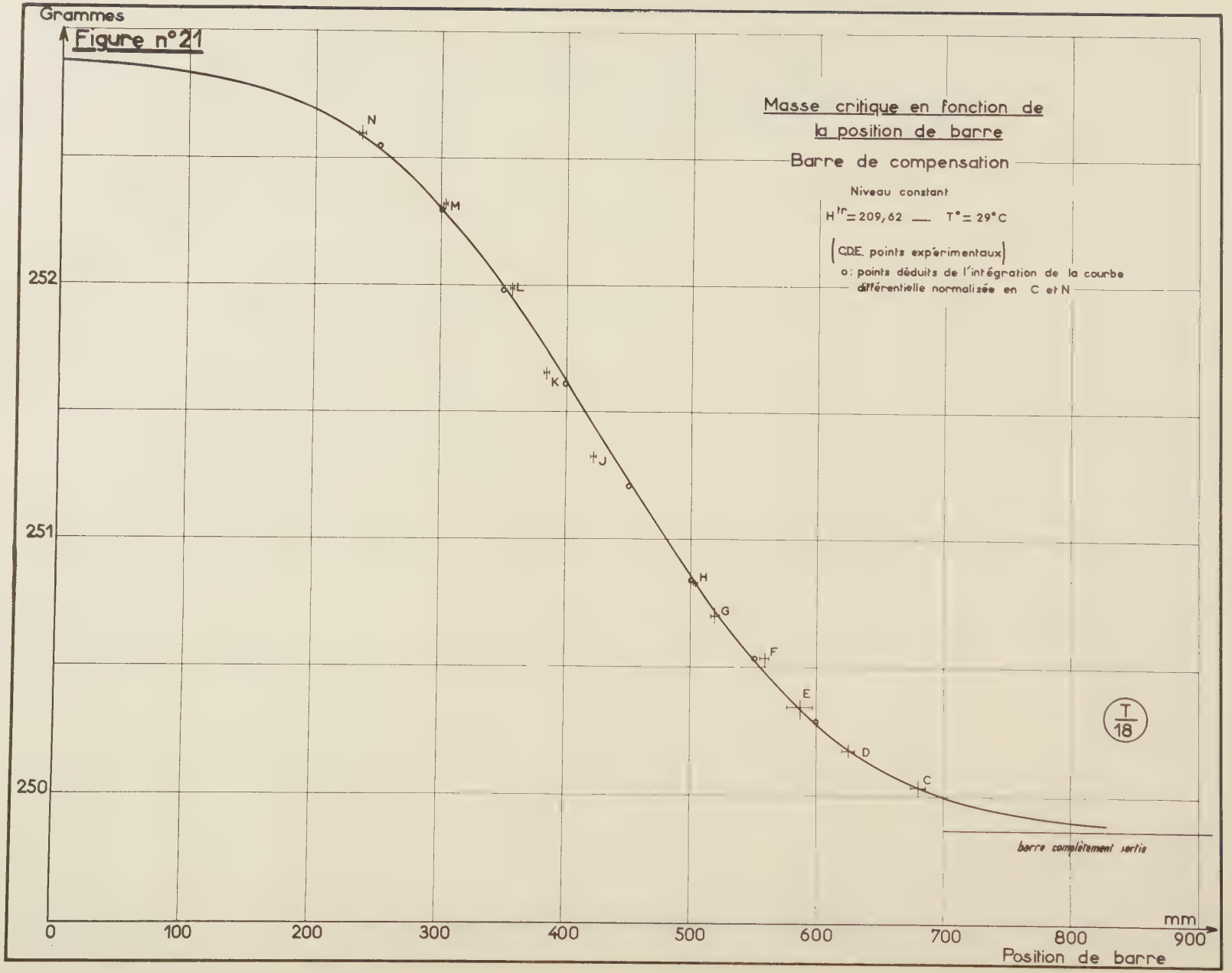


Figure n° 20


ETALONNAGE DIFFERENTIEL DE LA BARRE DE COMPENSATION
δn/n en %
7
6
5
4
3
2
1
0
100
200
300
400
500
600
700
800
900
Position des barres
R/100


Grammes
Figure n°21
Masse critique en fonction de
la position de barre
Barre de compensation
Niveau constant
H^{tr} = 209,62 — T° = 29°C
(CDE. points expérimentaux)
o: points déduits de l'intégration de la courbe différentielle normalisée en C et N
252
251
250
N
M
L
K
J
H
G
F
E
D
C
I/18
barre complètement sortie
0
100
200
300
400
500
600
700
800
900
mm
Position de barre

2/ Addition de solution de remplacement :

Quatre solutions de remplacement, d'absorption différente ont été utilisées. Une en 1958 et trois en 1959.

La connaissance fragmentaire du spectre en mai 1958 nous a fait retenir des hypothèses simplificatrices (voir rapport P/1203 Genève 1958). La plus grossière consistait à calculer les sections efficaces moyennes sur un spectre de Maxwell en équilibre avec le milieu. Dans ces conditions, la solution de remplacement était une solution d'acide borique dilué à 1,70 g de bore/litre.

Les études théoriques de spectre aboutirent, entre les deux campagnes, aux résultats décrits au paragraphe II.A.2.1), et plus complètement par ailleurs (17). La connaissance des sections efficaces effectives pouvait dès lors être améliorée. Néanmoins, pour évaluer l'erreur commise sur Γ, du fait de l'imprécision des calculs, nous avons fait la mesure avec trois solutions de remplacement différentes par leur teneur en bore, respectivement 1,80 - 1,94 et 2,2 g de bore par litre. De plus, pour tenir compte des absorptions épithermiques du plutonium, nous avons introduit dans ces solutions de l'uranium appauvri en U^{235} (la mesure au spectrographe de masse a donné 0,7 ‰ de U^{235}). La concentration en uranium était calculée en posant l'égalité des facteurs antitrappes des deux solutions.

Avec chaque solution de remplacement, trois additions successives de 5 cm^3 ont été faites, en gardant le volume total constant par retrait préalable de solution de plutonium.

Le tableau VII résume les caractéristiques expérimentales pour la solution à 1,94 g/l de bore et 44,88 g/l d'uranium. L'absorption calculée de cette solution était égale à celle de la solution à 25,8 g/l de plutonium réalisée au cours de ces expériences.

Tableau VII

Repère	P	Q	R	S
Position de barre extrapolée (en mm)	236 ± 3	340,5 ± 0,5	411 ± 0,5	471,5 ± 1
Température du coeur (°C)	29,80	30,40	30,40	30,40
Température du réflecteur (°C)	29,06	29,38	29,36	29,30

Les températures ayant légèrement évolué de la première à la dernière addition, des corrections $(\Delta k)_{\Delta T}$ ont été appliquées en utilisant les coefficients de température du chapitre IV.

On peut déduire Γ en comparant les différentes additions deux à deux. On doit alors tenir compte pour le calcul de $\frac{\Delta k}{k} = \frac{\Delta V}{V}$ du bore enlevé en même temps que le plutonium. C'est ce qui explique dans le tableau VIII que (P-S) ≠ (P-Q) + (Q-R) + (R-S).

ΔM_c est la variation de masse critique correspondant au déplacement de la barre de compensation.

Tableau VIII

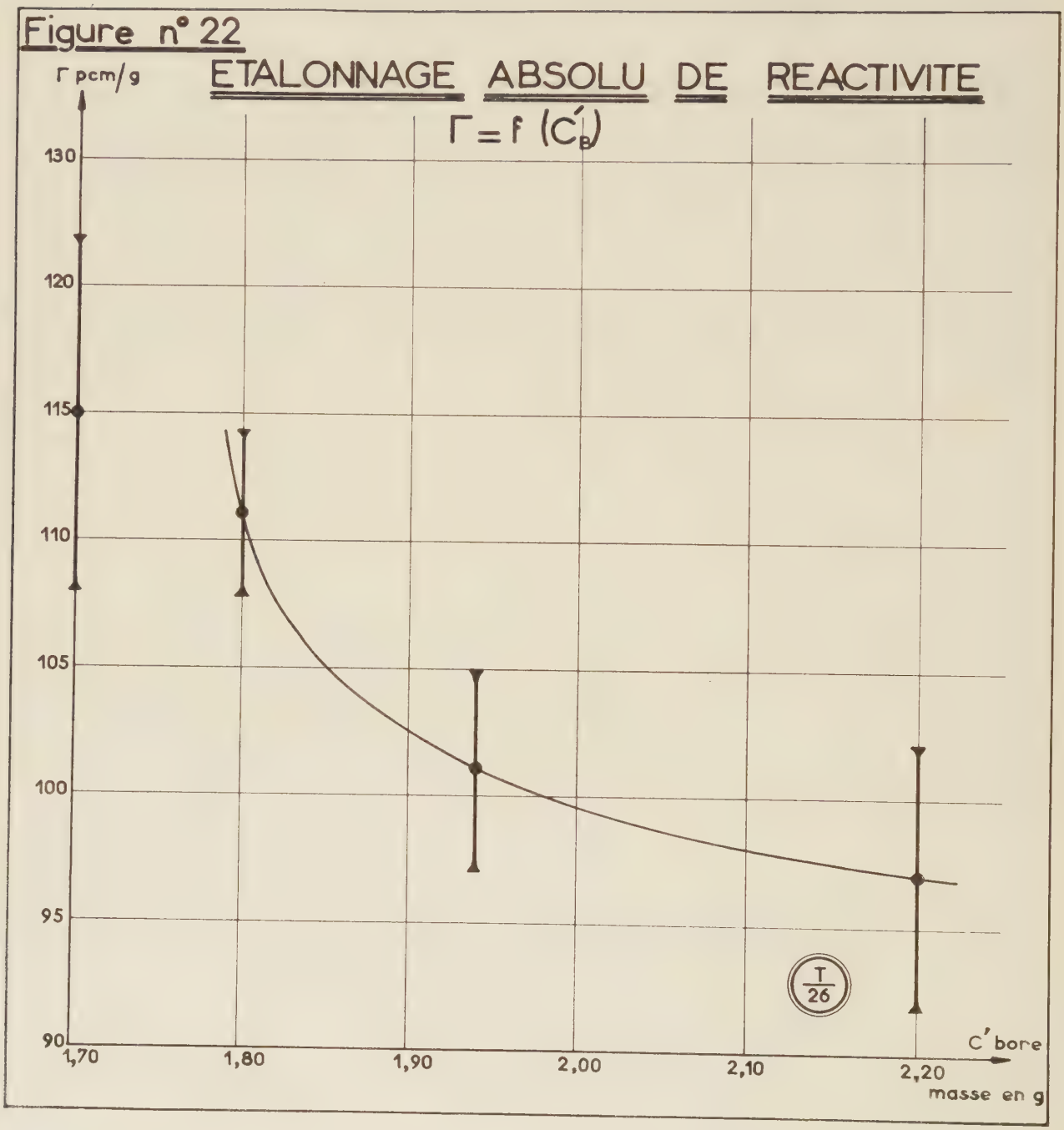
Expériences comparées	$\Delta k \times 10^5$	$(\Delta k)_{\Delta T} \times 10^5$	ΔM_c g de Pu	$\Gamma \times 10^5$
P-Q	- 49,53	- 4,72	0,532	101,97
P-R	- 99,04	- 4,80	1,052	98,71
P-S	-148,52	- 5,04	1,515	101,35
Q-R	- 49,53	- 0,08	0,520	95,54
Q-S	- 99,04	- 0,32	0,983	101,07
R-S	- 49,53	- 0,24	0,463	107,49

Soit une moyenne de $101,02 \pm 3,95.10^{-5}$

Les valeurs moyennes de Γ pour les diverses solutions de remplacement sont portées dans le tableau IX et sur la figure 22.

Leur détermination a été faite suivant la méthode énoncée plus haut.

Figure n° 22


ETALONNAGE ABSOLU DE REACTIVITE
Γ = f (C'B)
Γ pcm/g
130
120
115
110
105
100
95
90
1,70
1,80
1,90
2,00
2,10
2,20
C' bore
masse en g
T/26

Concentration en bore g/l	$\Gamma \times 10^5$
1,7	115 ± 7
1,8	110,99 ± 3,25
1,94	101,02 ± 3,95
2,2	97,01 ± 5,12

C - Discussion des résultats.

La méthode exige le calcul des sections efficaces des deux solutions. Disposant de résultats en fonction de l'écart des sections efficaces, on peut déduire l'erreur faite sur Γ, connaissant l'erreur commise dans le calcul des absorptions des solutions.

Les sections macroscopiques d'absorption pour le spectre de neutrons thermiques défini plus haut sont respectivement :

$$\Sigma_a = 0,01780 + 0,002589\ C_{Pu}$$

pour la solution de plutonium où C Pu est en g/l, et :

$$\Sigma_B = 0,01877 + 0,0338\ C_B - 0,0000199\ C_U$$

pour la solution de sulfate d'uranyle et d'acide borique où C_B et C_U sont respectivement les concentrations en bore et en uranium.

Pour les neutrons épithermiques, l'équivalence des absorptions se traduit par des facteurs anti-trappes égaux.

$$p = \exp\left(\frac{-N_{8\ ou\ 9}}{\xi \Sigma_s} \cdot I_{a\ 8\ ou\ 9}\right)$$

les indices 8 et 9 se rapportent à l'uranium-238 et au plutonium-239.

Avec les erreurs permises sur les sections efficaces moyennes (1 %) sur les concentrations (0,5 %) et sur les intégrales effectives (10 %) on peut estimer que la concentration en bore est exacte à 6 % près. On voit (fig. 22) que cela entraine une erreur sur Γ de $\pm 4.10^{-5}$.

La valeur finale adoptée est :

$$\Gamma = 101 \pm 8.10^{-5}/g \text{ de Pu}$$

3 - DETERMINATION DE LA COURBE $\rho = f(T)$.

1/ Principe :

En se plaçant dans les conditions identiques à celles du paragraphe 2, on introduit une réactivité connue en déplaçant la barre de compensation. On mesure avec précision la période de doublement de puissance. Les efficacités ε_i se déduisent en ajustant une courbe sur les résultats expérimentaux par la méthode des moindres carrés.

2/ Appareillage de mesure :

Les périodes à mesurer allant de 3 secondes à 1 000 secondes, plusieurs enregistreurs sont utilisés pour couvrir cette échelle.

a) Enregistreur SEA :

Le signal sortant de l'une des deux chambres d'ionisation reliées au tableau de commande, attaque l'amplificateur logarithmique d'un enregistreur SEA. Le déroulement de cet enregistreur peut être extrêmement rapide (10 cm/sec). La vitesse de déroulement est connue par un marquage de temps enregistré. Les brèves constantes de temps de cet appareil font qu'il est adapté aux périodes courtes. Pour les grandes périodes, la longueur de l'enregistrement rendrait les informations peu exploitables.

b) Enregistreur MECI :

L'une des deux chaines de puissance a une réponse logarithmique avec une constante de temps de l'ordre de 5 secondes. Il est utilisé pour les périodes supérieures à 15 secondes.

Tableau X.

Période	Réactivité
24"7 ± 1,0	53 ± 1
20"4 1,1	58 "
18"9 0,6	62 "
17"0 0,6	65 "
14"9 0,7	70,5 "
12"7 0,4	75 "
10"2 0,4	85 "
8"0 0,5	94 "
7"0 0,4	101 "
6"4 0,3	106 "
5"1 0,3	116 "
4"6 0,2	118 "
4"3 0,3	127 "
4"1 0,2	127 "
3"8 0,2	133,5 "
5"6 0,3	111 "
8"2 0,4	90 "
11"6 0,3	80 "
10"1 0,4	83 "
13"2 0,3	75 "
14"5 0,3	73 "
16"2 0,4	69 "
17"6 0,3	65 "
19"4 0,3	62 "
21"3 0,2	558 "
24"1 0,3	55 "
26"5 0,2	53 "
29"3 0,2	47 "

Période	Réactivité
33"0 + 0,3	45 + 0,5
36"7 0,2	42 "
41"5 0,3	39 "
46"1 0,3	37 "
52"5 0,2	33 "
61"5 0,5	30 "
69"4 0,7	27 "
94"5 1	24 "
87"8 0,6	26 "
100"0 1	23 "
105"5 1	21 "
114"0 2	20 "
126"0 3	17,5 "
138"0 4	17 "
162"0 3	15 "
168"0 3	13,5 "
195" 5	12,5 "
223" 5	11 "
258" 3	10 "
323" 5	8,5 "
424" 3	7,5 "
610" 10	6,5 "
1017" 4	3 "
550" 25	4,5 "
450" 3	6 "
409" 3	6 "
255" 3	9,2 "

c) Périodemètre type AILLOUD.:

Un cristal $\beta\gamma$ plastique fluorescent de 18 mm de diamètre et 90 mm de long est placé sur la face externe du graphite. Le signal du photomultiplicateur, proportionnel à la puissance, entre dans un périodemètre type AILLOUD. La résistance de charge est de 22 MΩ et le préamplificateur a été modifié par M. Agaisse pour une entrée négative du signal. On obtient ainsi directement la période de doublement en secondes.

3/ Résultats :

Chaque mesure était répétée trois fois afin d'augmenter la précision des mesures. Dans le tableau X sont reportées les différentes périodes et les réactivités correspondantes. Ces périodes sont des moyennes pondérées obtenues à partir de différents appareils.

La précision de ces réactivités ne tient pas compte de l'erreur sur Γ mais uniquement des erreurs de positionnement de barres.

4/ Discussion des résultats :

Sur la figure 23, ont été reportés les points expérimentaux et les courbes obtenues en prenant une efficacité moyenne de 1 et de 1,1. Les valeurs de β_i retenues sont celles publiées par Keepin et Wimett reportées dans le tableau XI.

Tableau XI

Groupe	λ_i	Proportion absolue $\bar{\nu}\beta_i$
1	0,0128	0,021 ± 0,006
2	0,0301	0,182 ± 0,023
3	0,124	0,129 ± 0,030
4	0,325	0,199 ± 0,022
5	1,12	0,052 ± 0,018
6	2,69	0,027 ± 0,010

Les barres d'erreur très importantes sur les β_i permettraient de choisir des efficacités dans une plage de 1 à 1,5. Dans ces conditions, il n'est pas possible de faire apparaitre une différence d'efficacité tenant compte des énergies variables de neutrons retardés. Néanmoins $\beta = \sum_i \beta_i$ est connu plus précisément, et le choix final des valeurs moyennes des β_i peut ainsi se justifier.

Nous retiendrons pour valeur moyenne de ε et β_{eff} :

$$\varepsilon = 1,10 \pm 0,05$$
$$\beta_{eff} = (231 \pm 10).10^{-5}$$

5/ Comparaison avec les calculs :

Calculs de ε :

En théorie à deux groupes, l'efficacité des neutrons retardés dans le coeur est donnée par (41) :

$$\varepsilon = \frac{\int_{coeur} \Phi_{10}^{+} \Phi_{2i} \, dv}{\int_{coeur} \Phi_{10}^{+} \Phi_{20} \, dv}$$

Φ_{10}^{+} : adjoint du flux rapide dans le coeur ;

Φ_{2i} : flux thermique dont les sources sont les neutrons retardés ;

Φ_{20} : flux thermique total.

La détermination de Φ_{2i} dépend fortement des constantes choisies pour les neutrons retardés. L'âge de ces neutrons jusqu'à l'état thermique varie suivant les auteurs de 9,8 cm (42) à 14 cm (43). Le tableau XII indique comment varie ε avec le choix des constantes. On remarque que ε dépend essentiellement de τ_{ic}. La valeur qui correspondrait aux résultats expérimentaux est plus proche de 14 cm. Cependant, les mesures ne sont pas assez précises pour retenir cette valeur.

Figure n° 23

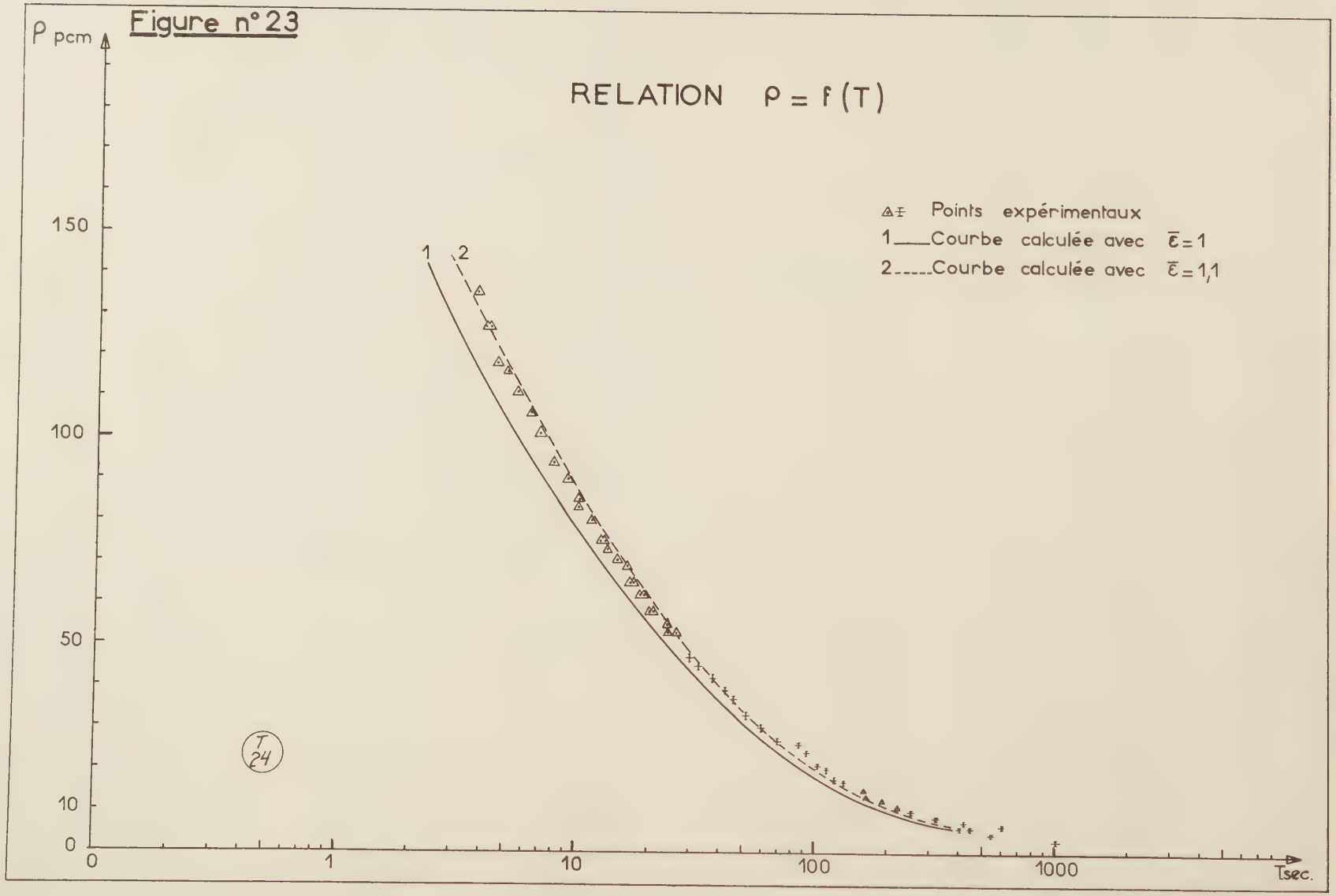

ρ pcm
RELATION ρ = f (T)
Points expérimentaux
1 Courbe calculée avec $\bar{\varepsilon} = 1$
2 Courbe calculée avec $\bar{\varepsilon} = 1{,}1$
150
100
50
10
0
0
1
10
100
1000
Tsec.
T 24

Tableau XII

τ_{ic} cm^2	$D_{1\,ic}$ cm	τ_{ir} cm^2	$D_{1\,ir}$ cm	ε
9,76	0,695	79	0,425	1,412
9,76	0,695	38	0,25	1,427
14	0,695	79	0,425	1,071
12	0,850	79	0,425	1,330

Le calcul, d'ailleurs, n'a pu être fait que dans la géométrie sphérique. Or, la géométrie réelle diminue les ε_i. Il est toutefois difficile d'évaluer cette diminution et la valeur expérimentale de $1,10 \pm 0,05$ pour $\bar{\varepsilon}$ sera finalement retenue pour les applications suivantes.

4 - MESURE DU TEMPS DE VIE PAR OSCILLATIONS.

La méthode des oscillations pour mesurer le temps de vie dans une pile à neutrons thermiques est la plus classique. Son emploi dans Proserpine se justifiait pour obtenir un temps de vie référence, pour lui comparer les valeurs obtenues par d'autres méthodes.

La possibilité de mesurer l'amplitude du signal sinusoïdal de réactivité devait aussi permettre d'exprimer τ, indépendamment de β_{eff}.

1/ Appareillage :

Modulateur : Le signal modulateur de réactivité doit être placé dans le milieu multiplicateur. Dans le cas présent, la seule voie d'accès du coeur est l'axe vertical. Ces conditions ont fait retenir le modulateur rotatif à quadrants de cadmium. Cette forme avait déjà été utilisée et étudiée par V. Raievski (63). Le signal n'est pas parfaitement sinusoïdal mais un étalonnage statique du modulateur permet d'analyser les différents harmoniques.

Le modulateur comprend quatre parties distinctes (*) (fig. 24) :

- les quadrants de cadmium. Deux quadrants sont collés sur un rotor en aluminium de 14 mm de diamètre et 40 mm de long.
Deux autres quadrants sont collés sur la paroi interne d'un tube en acier inoxydable de 16 x 18 mm.

- l'arbre de transmission à 3 mm de diamètre et 2,3 m de long ; il est supporté par des paliers lisses tous les 40 cm. Cet arbre est contenu dans un tube d'acier inoxydable de 16 x 18, relié au tube inférieur par un emmanchement conique avec joint torique.

- le dispositif de repérage donne des tops lumineux tous les 1/8 de tour. Il est composé de deux disques à fente et d'un système optique comprenant : lampe, conduit de lumière et photocathode d'un photomultiplicateur EMI 6097 B.

- la boite de vitesse étudiée par MM. Ombredane et Guignabert permet de couvrir une gamme étendue de fréquence (39) pour la pulsation sinusoïdale de réactivité : 4.10^{-3} à 10 cycles/seconde en 26 plots.

Détection : Une chambre à fission de 4 mm de diamètre et 15 mm de long était placée contre la cuve. Ainsi le temps de transit des neutrons était négligeable. (Dans l'eau légère le transit est court mais dans la glucine et le graphite il peut atteindre plusieurs millisecondes).

A la puissance où il était permis de se placer, seule la détection par impulsions pouvait être utilisée. Un essai avec une chambre à $B^{10}C$ de 40 mm de diamètre placée au plus près du coeur, exigeait, pour donner des signaux suffisants, des résistances de charge de 10^{11} à $10^{12}\Omega$. Dans ces conditions, la constante de temps s'élevait à plusieurs centaines de secondes et toute bonne détection était impossible. L'appareil classique, appelé velodyne, ne pouvait donc convenir.

Nous avons étudié et construit un montage électronique (39) semblable dans son principe à celui décrit par M. Le Baud (64) qui permet d'envoyer à des échelles de comptage, les impulsions produites dans la chambre à fission, pendant chaque quart de période. Aux fréquences inférieures à 1 cycle/seconde, les impulsions lumineuses de découpage avaient un front de montée supérieur à 200 μ sec. Dans ces conditions les commutations d'une échelle à une autre n'étaient pas stables.

(*) L'étude et le montage des deux premières parties ont été dirigées par M. Moulin (Etudes Mécaniques).

Figure n°24

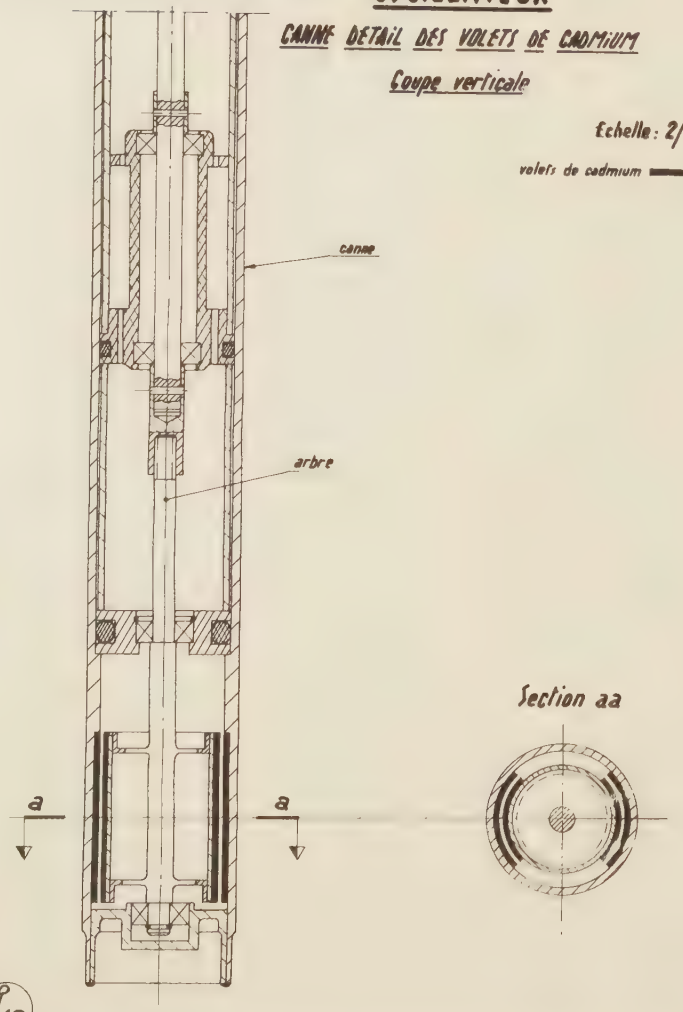
OSCILLATEUR

CANNE DETAIL DES VOLETS DE CADMIUM

Coupe verticale

Echelle : 2/1

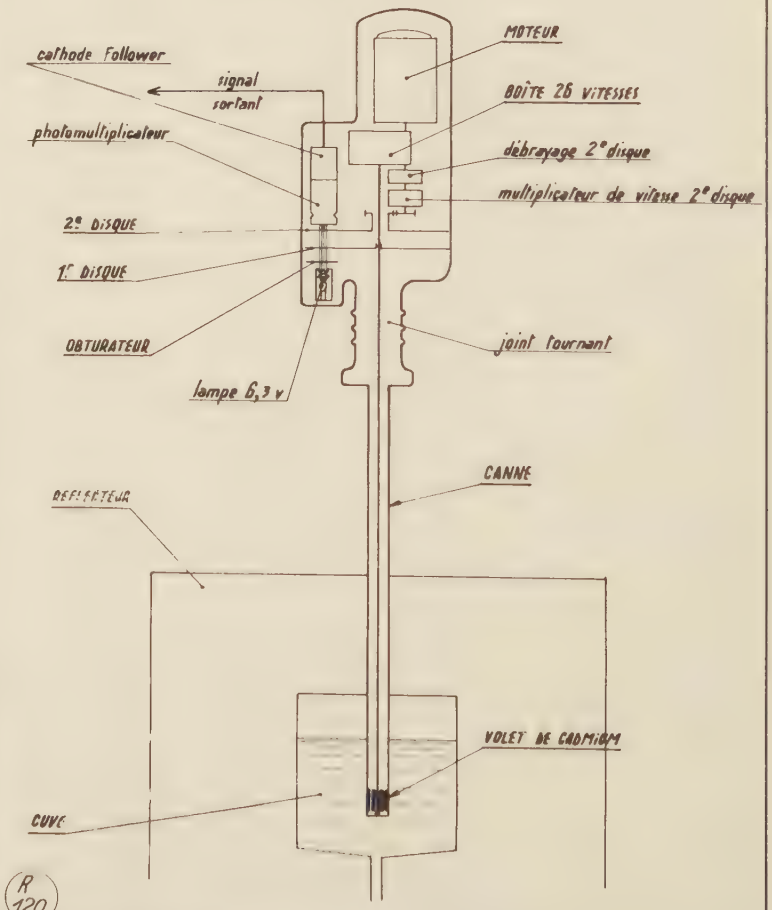
volets de cadmium



R 119

OSCILLATEUR

SCHEMA DE PRINCIPE



R 120

Les mesures entre 4.10^{-3} et 1 cycle par seconde n'ont pu être faites qu'avec des enregistreurs recevant les signaux de chambre à courant placées dans le graphite.

2/ Forme du signal de réactivité :

La forme calculée par V. Raievski pour un cylindre de hauteur infinie par rapport au diamètre, montre déjà que l'allure n'est pas exactement sinusoïdale.

Le calcul exact de la variation de la réactivité apportée par le modulateur était impraticable dans nos conditions : petites dimensions des secteurs (Ø 18 mm, hauteur 40 mm), grosse perturbation apportée par le support des secteurs.

Aussi avons nous réalisé trois jeux de quadrants ayant respectivement 20, 40, 60 mm de long pour choisir expérimentalement celui qui donnerait une amplitude de 30 à 40 pcm.

Au premier essai avec celui de 40 mm de longueur, nous avons obtenu les résultats décrits ci-dessous qui conduisent à une amplitude de 30 pcm. Nous n'avons pas eu à essayer les autres longueurs, l'opération étant compliquée par la contamination du tube support.

Etalonnage : On explore 180° de rotation des quadrants puisqu'il y a deux pulsations par tour. Tous les 10°, on fait trois divergences en déplaçant la barre de compensation. Pour deux positions angulaires voisines, on utilise au moins deux positions de barres communes pour n'avoir qu'une erreur : la mesure de période. La figure 25 représente δk en fonction de ϑ.

Afin d'extraire la composante du fondamental, nous avons fait une décomposition en série de Fourier de la courbe I figure 25. La résultante est représentée par la courbe II sur la figure 25 qui s'écarte au plus de 2 % de la courbe I. ϑ est l'angle de rotation des secteurs compté à partir de la position cachée. Le développement correspondant est :

$$\delta k = 29,8 \cos 2\vartheta + 3,90 \cos 4\vartheta + 2,80 \cos 6\vartheta + 1,2 \cos 8\vartheta + 0,85 \cos 10\vartheta$$

On peut estimer que le coefficient du fondamental est connu à 1,5 % près ceux des harmoniques 3 et 5, à 10 % près.

Afin de comparer la forme de l'onde neutronique à la forme du signal de réactivité qui lui donne naissance, on a photographié sur un Tektronix 545 le signal provenant d'un photomultiplicateur fonctionnant en courant. Celui-ci était chargé par une résistance de 4 MΩ. Compte tenu de la capacité parasite de liaison, la constante d'intégration était de 1/100 sec. Plusieurs essais ont été faits pour des fréquences allant de $0,4.10^{-2}$ à 1 cycle/seconde. La vue figure 26 a été prise pour une fréquence de $1,67.10^{-2}$ cycles/seconde. Cette courbe a été représentée en III sur la figure 25. Elle est en excellent accord avec les courbes I et II. Cet accord confirme que la variation de puissance est, au premier ordre, proportionnelle à la variation de réactivité.

3/ Mesures de l'amplitude des oscillations neutroniques :

Le système de détection présenté plus haut, donnait 4 taux de comptage N_1, N_2, N_3, N_4 correspondant à chaque quart de période. On en déduidait la profondeur de modulation par la formule (63) :

$$\frac{\delta n}{n} = \sqrt{\left[\frac{(N_1 + N_2) - (N_3 + N_4)}{N_t}\right]^2 + \left[\frac{(N_1 + N_4) - (N_2 + N_3)}{N_t}\right]^2} \times \frac{\pi}{2}$$

où $$N_t = N_1 + N_2 + N_3 + N_4$$

Les résultats sont reportés sur la figure 27. A été aussi tracée la courbe théorique correspondant à l'expression déduite des équations cinétiques de la pile, pour trois valeurs différentes du signal de réactivité.

Corrections à apporter.

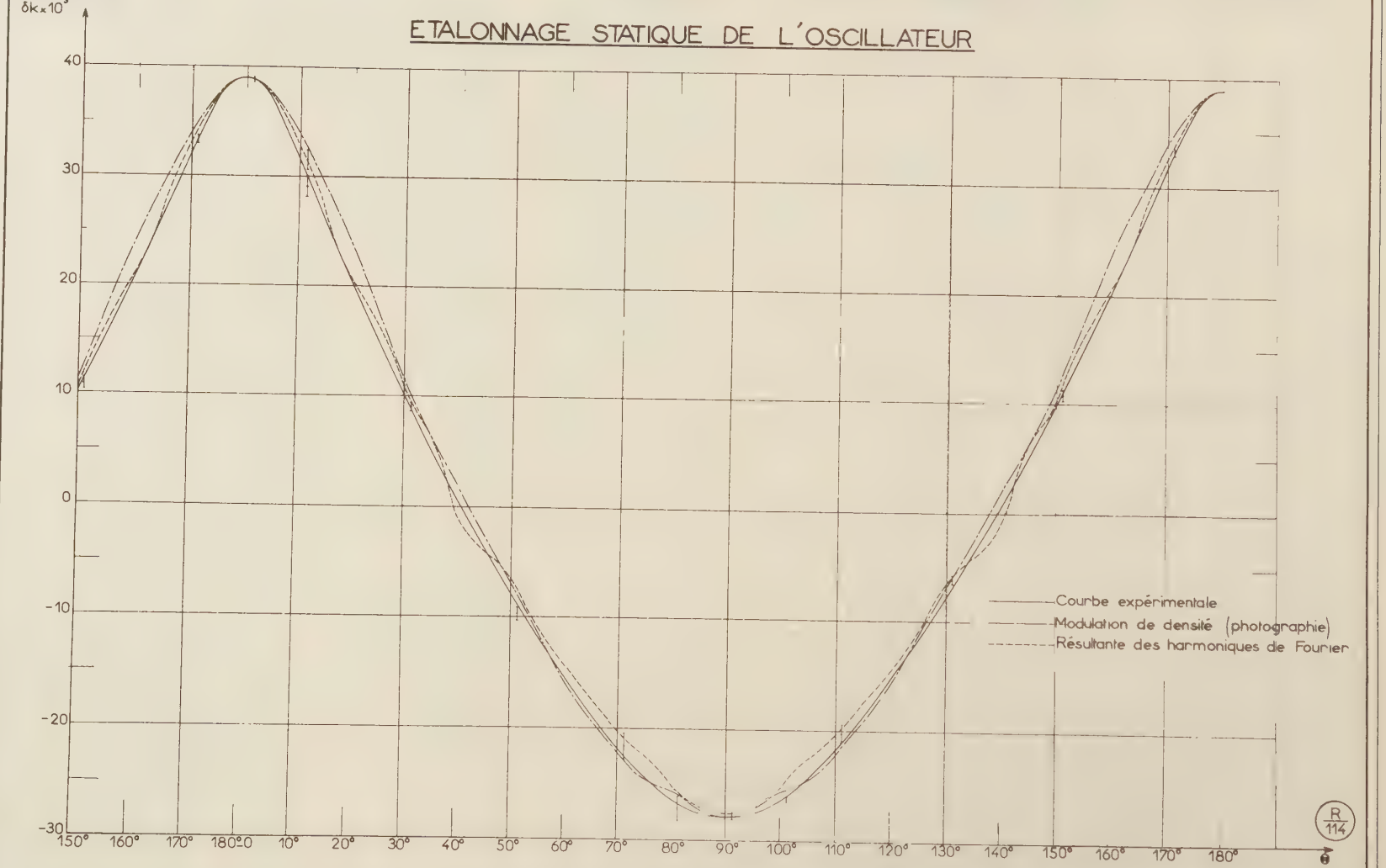
1 - Cette expression suppose qu'existe seul le mode fondamental. Mais la détection élimine les harmoniques pairs et divise par leur rang les harmoniques impairs (63). En utilisant les résultats du paragraphe précédent, il faut donc retrancher du terme mesuré :

3 % pour l'harmonique 3 ;

0,5 % pour l'harmonique 5.

2 - Précision de la mesure. Si N_t est le taux de comptage total, V. Raievski montre que (63) l'erreur absolue sur l'amplitude de modulation est :

Figure n° 25


ETALONNAGE STATIQUE DE L'OSCILLATEUR
δk x 10³
40
30
20
10
0
-10
-20
-30
150° 160° 170° 180°-0 10° 20° 30° 40° 50° 60° 70° 80° 90° 100° 110° 120° 130° 140° 150° 160° 170° 180°
θ
Courbe expérimentale
Modulation de densité (photographie)
Résultante des harmoniques de Fourier
R 114

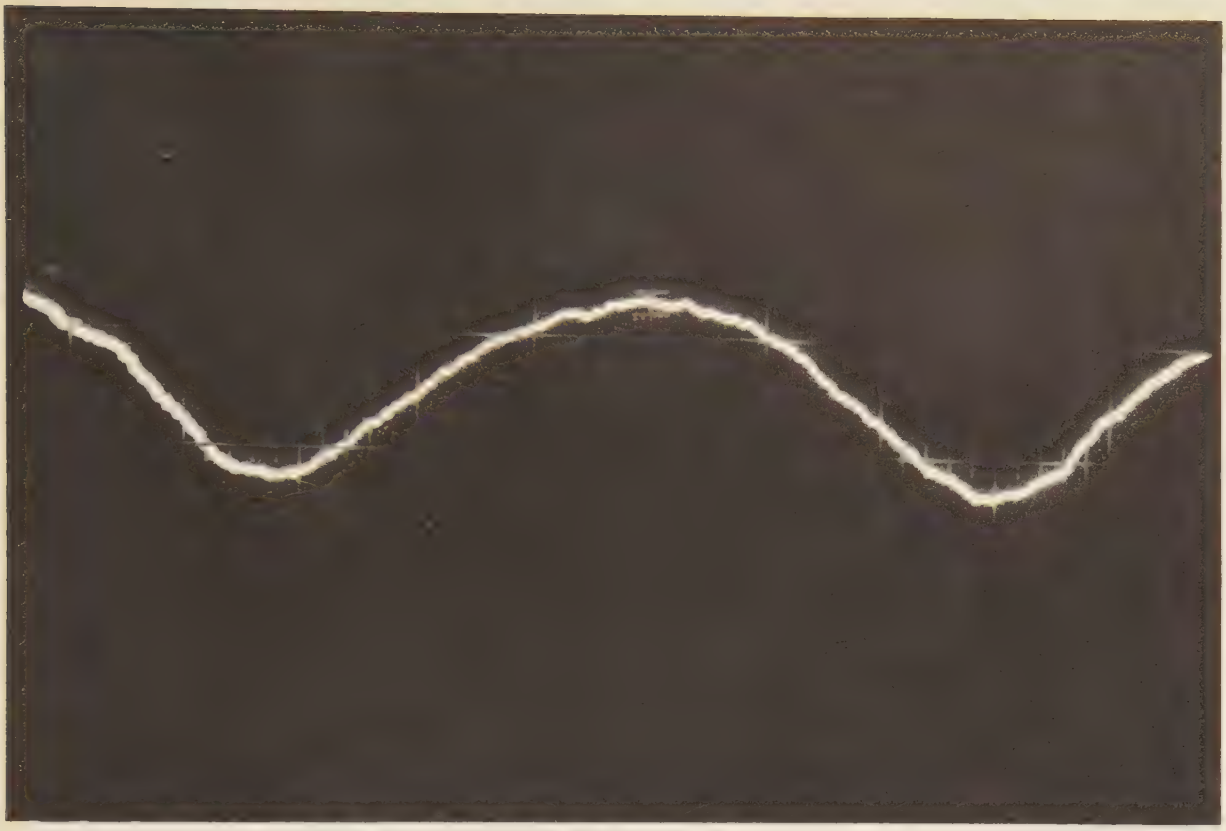


Figure 26 - Oscillogramme de l'onde neutronique, pour une fréquence de $1,67.10^{-2}$ c/sec, donnée par un photomultiplicateur.

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{N_t}}$$

4/ Ajustement des paramètres τ et β_{eff} :

On peut transformer l'expression donnant $\frac{\delta n}{n}$ pour ne retenir que le module :

$$\left(\frac{1}{1-\varepsilon_2}\right)^2 \left(\frac{n}{\delta n}\right)^2 = \left(\frac{\beta_{eff}}{\delta k}\right)^2 + \left(\frac{\tau}{\delta k}\right)^2 \omega^2 \left(\frac{1+\varepsilon_1}{1-\varepsilon_2}\right)^2$$

où :

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{\tau} \sum_i \frac{\varepsilon_i \beta_i \lambda_i}{\lambda_i^2 + \omega^2}$$

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{\beta_{eff}} \sum_i \frac{\varepsilon_i \beta_i \lambda_i^2}{\lambda_i^2 + \omega^2}$$

Si l'on porte les résultats expérimentaux $\left(\frac{n}{\delta n}\right)^2$ en fonction de ω^2, à partir d'une pulsation où le facteur correctif $\frac{1+\varepsilon_1}{1-\varepsilon_2}$ est voisin de 1, la pente donnera $\left(\frac{\tau}{\delta k}\right)^2$, l'ordonnée à l'origine $\left(\frac{\beta_{eff}}{\delta k}\right)^2$ (fig. 28). Pour faire apparaitre tous les points, on représente les points expérimentaux avec trois échelles différentes pour trois grammes de vitesse.

Le tableau XII ci-après donne les racines carrées des pentes obtenues pour chaque gamme, ainsi que les ordonnées à l'origine.

L'amplitude de réactivité du fondamental étant : $\delta k_o = 29,80.10^{-5}$ on tire :

$$\tau = (177 \pm 13)\ \mu \text{ sec}$$
$$\beta_{eff} = (212 \pm 21).10^{-5}$$

Figure n° 27

COURBES THEORIQUES_POINTS EXPERIMENTAUX

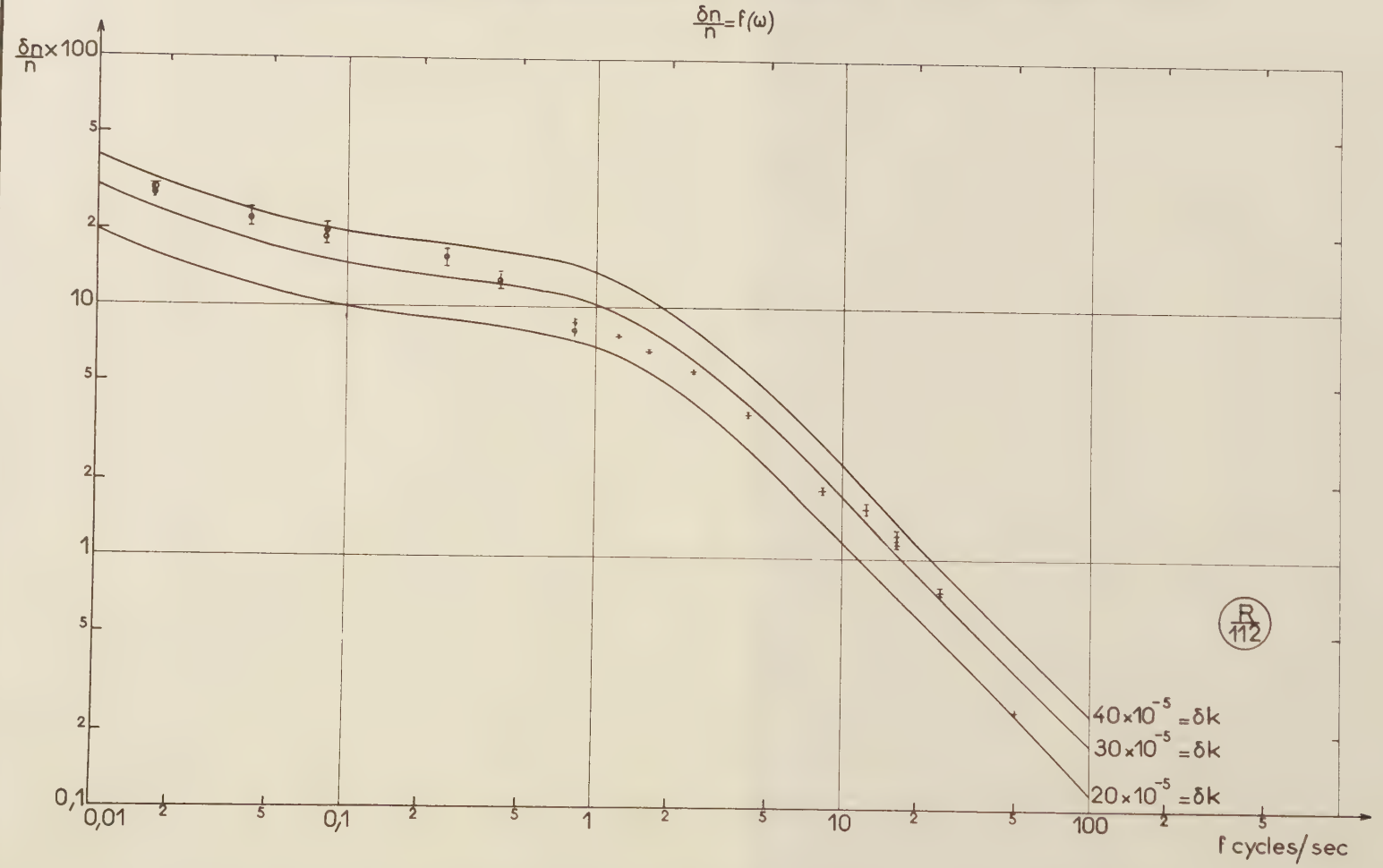


Figure n° 28

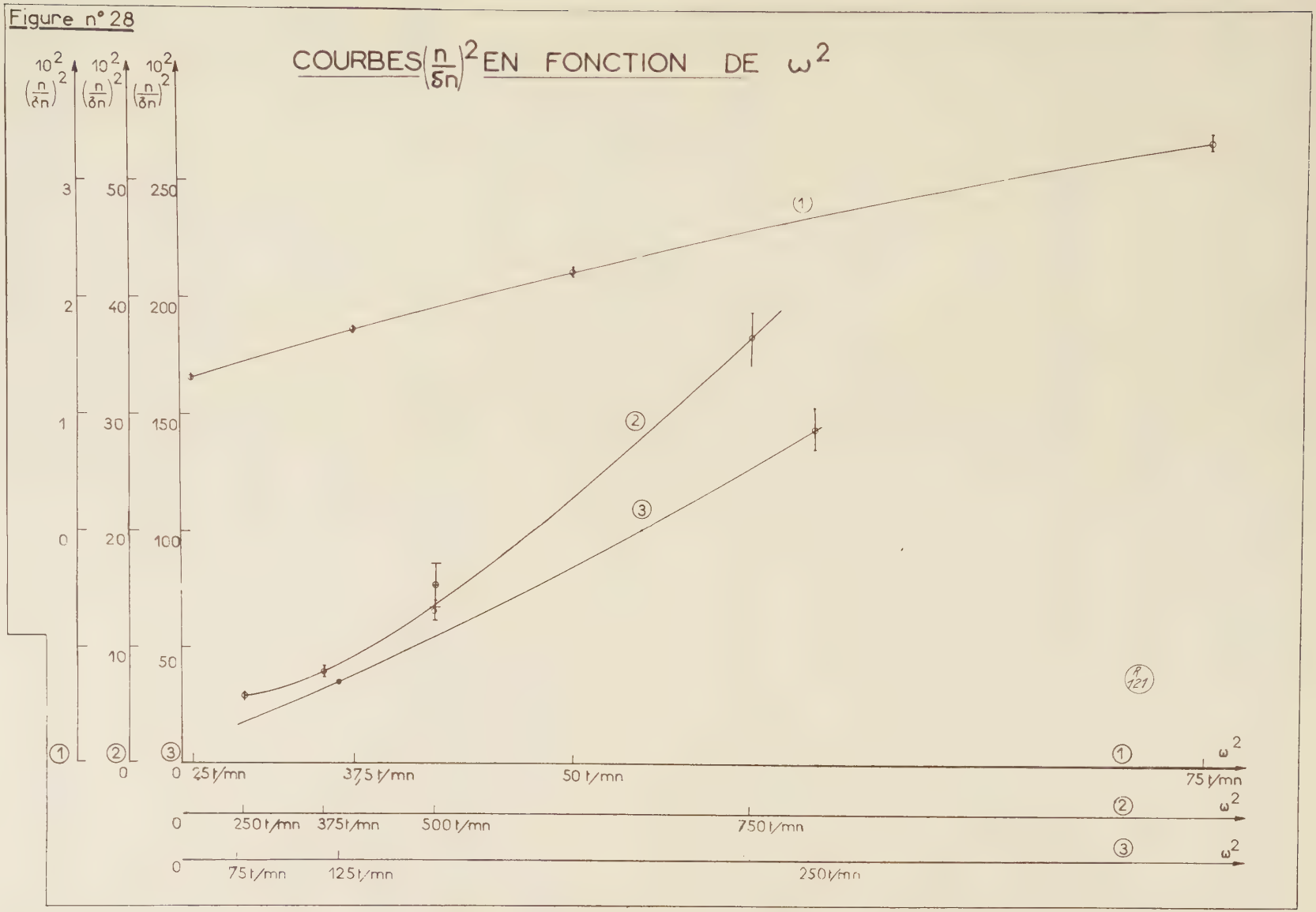

COURBES $\left(\frac{n}{\delta n}\right)^2$ EN FONCTION DE ω^2
$10^2 \left(\frac{n}{\delta n}\right)^2$
3
2
1
0
50
40
30
20
10
0
250
200
150
100
50
0
①
②
③
(1)
(2)
(3)
A 121
0
25 t/mn
37,5 t/mn
50 t/mn
75 t/mn
ω^2
0
250 t/mn
375 t/mn
500 t/mn
750 t/mn
ω^2
0
75 t/mn
125 t/mn
250 t/mn
ω^2

Tableau XII

Gamme de vitesse t/mm	$\tau/\delta k$	$\beta/\delta k$
25 à 75	0,600	
75 à 250	0,650	7,12 ± 0,7
250 à 350	0,574	

Remarques.

1 - La mesure n'a été faite que pour une position du détecteur (contre la cuve). Aux fréquences où nous avons travaillé, il est probable qu'un déplacement dans l'épaisseur de réflecteur d'oxyde de béryllium n'interviendrait pas beaucoup.

2 - Un calcul du temps de vie par la méthode de perturbations (45) avait été fait sur une pile sphérique équivalente.

Dans ce cas :

$$\tau = \frac{\int_V^* \left(\frac{\Phi_s^+ \Phi_s}{v_s}\right) + \left(\frac{\Sigma_f^+ \Phi_f}{v_f}\right) \, dV}{\int_V^* \frac{k_\infty \Sigma_a}{p} \Phi_f^+ \Phi_s \, dV}$$

On trouve τ = 350 μ sec.

En décomposant l'intégrale en chacun de ses termes, on obtient les résultats ci-dessous :

Tableau XIII

	Coeur		Réflecteur	
	Neutrons thermiques	Neutrons rapides	Neutrons thermiques	Neutrons rapides
Temps de vie partiel (en μs)	46	6	287	11

L'importance primordiale du réflecteur qui conduit à un temps de vie près de 5 fois celui correspondant au milieu infini ressort nettement de ces chiffres.

Le désaccord entre les valeurs calculée et expérimentale provient sûrement du modèle théorique choisi pour le calcul des perturbations. Un nouveau calcul pourra être fait dès que le programme PDQ donnera en tout point les flux adjoints

5 - CONCLUSION.

Les résultats obtenus pour β_{eff}, par les deux méthodes expérimentales sont reportés dans le tableau XIV :

Tableau XIV

Méthode de l'étalonnage absolu en réactivité		Méthode de la modulation de puissance
$(231 \pm 30)\ 10^{-5}$	$(252 \pm 10)\ 10^{-5}$	$(212 \pm 21).\ 10^{-5}$

Il faut remarquer que dans le cas de la méthode de l'étalonnage absolu en réactivité on a introduit l'erreur expérimentale sur Γ ($\Gamma = 101 \pm 8.10^{-5}$). Les deux valeurs du tableau XIV ne sont pas en désaccord mais sont affectées chacune d'une telle erreur que l'on ne peut pas en déduire l'efficacité des neutrons retardés.

Cette efficacité est néanmoins peu supérieure à l'unité, contrairement à ce qui avait été publié pour une pile ayant un coefficient de multiplication infini du même ordre (62).

Des expériences dans la même pile chargée en uranium 235 (qui a un pourcentage de neutrons retardés trois fois supérieur à celui du plutonium 239) permettrait sûrement d'améliorer la précision des mesures.

CHAPITRE IV

COEFFICIENT DE TEMPÉRATURE

L'étude du coefficient de température a pour but d'essayer de séparer les principaux effets qui le composent :

- Effet dû aux variations rapides des sections efficaces du plutonium 239 près de 0,3 ev.
- Effet de l'augmentation de volume du coeur par suite de la dilatation de la solution.
- Effet de la variation de la diffusion inélastique dans l'oxyde de béryllium.

Le calcul exact de la valeur absolue du coefficient de température est très délicat. On doit faire la somme d'effets partiels de signes opposés, et dont l'ordre de grandeur peut être notablement plus grand que l'effet global. L'étude théorique sera donc surtout une étude relative de ce coefficient lorsque varie un paramètre.

Pour la mesure absolue du coefficient, nous utiliserons l'étalonnage de réactivité présenté au chapitre III.

Quelques mesures ont été effectuées sur des réacteurs semblables, Lopo (3) et Zetr (1). L'interprétation théorique en a été fort limitée par le petit nombre de résultats expérimentaux disponibles. En outre, cette interprétation utilisait l'expression de k_{eff} en théorie à deux groupes, sans tenir compte des modifications des conditions aux limites. Nous verrons que pour un réacteur à matière fissile concentrée, ces conditions aux limites varient sensiblement avec la température.

Les études théoriques publiées utilisent toujours, ou l'expression de k_{eff} en théorie à deux groupes (65) (66), ou un calcul de perturbation (67). La méthode différentielle que nous présentons ci-dessous aura un domaine d'application plus vaste.

A - CALCULS.

1 - MODELE THEORIQUE.

Le coeur et le réflecteur sont supposés à la même température. Le spectre des neutrons dans ces deux milieux est celui cité page 15 (formulation A). Les calculs sont faits en théorie à deux groupes sur la pile sphérique équivalente, sauf pour l'effet de dilatation de la solution. Le coeur est supposé être entouré d'un réflecteur infini en oxyde de béryllium, ce qui permet des calculs plus rapides.

Ces deux dernières hypothèses ne réduisent pas la validité de l'étude suivante. On peut en effet admettre que les variations du coefficient de température avec les paramètres principaux, ne sont pas influencés par la présence du réflecteur en graphite et la forme orthocylindrique du coeur.

a) Calcul du coefficient de réactivité lié à un paramètre :

On peut écrire (44) l'équation critique à deux groupes comme une fonction implicite des sections efficaces du coeur, du réflecteur et de la géométrie. Soit :

$$f\,(\nu\Sigma_{2c(F)}\,,\ \Sigma_{2c}\,,\ D_{2c},\ D_{1c},\ \tau_c\ ;\ D_{1r},\ D_{2r},\ \Sigma_{2r}\,,\ \tau_r\,;\ R) = 0 \qquad (14)$$

Cette équation se décompose habituellement en deux autres fonctions implicites ψ et φ, en introduisant un paramètre supplémentaire B. Nous verrons que ce paramètre s'identifie avec le laplacien de la pile :

$$\varphi\,(\nu\Sigma_{2c(F)},\ \Sigma_{2c}\,,\ D_{2c},\ \tau_c\ ;\ B) = 0 \qquad (15)$$

$$\psi\,(\nu\Sigma_{2c(F)},\ \Sigma_{2c},\ D_{1c},\ D_{2c},\ \tau_c\ ;\ D_{1r},\ D_{2r},\ \Sigma_{2r},\ \tau_r\ ;\ R\ ;\ B) = 0 \qquad (16)$$

Pour calculer le coefficient de réactivité $\frac{\Delta k_{eff}}{\Delta \xi}$ lié à un paramètre ξ, on détermine la variation $\Delta\nu$ équivalente pour que le réacteur reste critique et on pose :

$$\frac{\Delta k_{eff}}{k_{eff}} = -\frac{\Delta \nu}{\nu} \qquad (17)$$

Dérivons l'équation (14) par rapport à ξ et ν. Il vient, en utilisant (17) :

$$\frac{\Delta k_{eff}}{\Delta \xi} = \frac{k_{eff}}{\nu} \cdot \frac{f'_\xi}{f'_\nu}$$

On peut aussi déduire $\frac{\Delta k_{eff}}{\Delta \xi}$ à l'aide des équations (15) et (16) en dérivant par rapport à ξ, ν et B. il vient :

$$\frac{1}{k_{eff}} \cdot \frac{dk_{eff}}{d\xi} = -\frac{1}{\nu\,\varphi'_\nu}\left(\frac{\psi'_\xi - \varphi'_B}{\psi'_B} - \varphi'_\xi\right) \frac{1}{1 - \dfrac{\psi'_\nu\,\varphi'_B}{\varphi'_\nu\,\psi'_B}}$$

Posons :

$$A = -\frac{1}{\nu\varphi'_\nu}\left(\frac{1}{1 - \dfrac{\psi'_\nu\,\varphi'_B}{\varphi'_\nu\,\psi'_B}}\right)$$

qui est constant pour une configuration donnée.

Puisque nous restons à l'état critique $k_{eff} = 1$, d'où :

$$\frac{\Delta k_{eff}}{\Delta \xi} = A\left(\frac{\psi'_\xi \cdot \varphi'_B}{\psi'_B} - \varphi'_\xi\right) \qquad (18)$$

Cette expression est tout à fait générale et peut être utilisée pour une variation uniforme d'un paramètre dans le coeur et le réflecteur.

Avec les notations du chapitre II les équations (15) et (16) s'écrivent :

$$\varphi = \frac{p\nu\,\Sigma_{2c(F)}}{\Sigma_{2c}} - (1 + L_c^2 B^2)(\gamma + \tau_c B^2) = 0 \qquad (19)$$

$$\psi = d_1 z_1 + \frac{(S_1 - S_3)\,z' + (d_1 - d_2)\,S_1 z_1 + c\,S_1}{\dfrac{1}{y'}\left[(S_2 - S_3)\,z' + (d_1 - d_2)\,S_2 z_1 + c\,S_2\right] - (S_1 - S_2)} - x = 0 \qquad (20)$$

b) Comparaison avec le calcul classique :

Il est intéressant de comparer l'expression (18) à celle utilisée habituellement pour un tel calcul. On part de l'expression de k_{eff} en théorie à deux groupes :

$$k_{eff} = \frac{\eta\,p\,f}{(1 + L^2B^2)(\gamma + \tau B^2)}$$

et l'on prend la dérivée logarithmique des deux membres :

$$\frac{dk_{eff}}{k_{eff}} = \frac{d\eta}{\eta} + \frac{df}{f} + \frac{dp}{p} - \frac{L^2B^2}{1 + L^2B^2} \cdot \frac{dL^2}{L^2} - \frac{\tau B^2}{\gamma + \tau B^2} \cdot \frac{d\tau}{\tau} - \left[\frac{L^2B^2}{1 + L^2B^2} + \frac{\tau B^2}{\gamma + \tau B^2}\right]\frac{dB^2}{B^2} \qquad (21)$$

Calculons $\frac{\varphi'_\xi}{\nu\varphi'_\nu}$ avec les équations (19) et (20) pour le paramètre L^2 :

$$\varphi'_\xi = -B^2(\gamma + \tau B^2) \qquad \nu\varphi'_\nu = \frac{p\nu\,\Sigma_{2c(F)}}{\Sigma_{2c}} = k_\infty \qquad \frac{\varphi'_\xi}{\nu\,\varphi'_\nu} = -\frac{L^2B^2}{1 + L^2B^2} \cdot \frac{1}{L^2}$$

Ce terme est identique à celui de la formule (21). En faisant le calcul pour les autres termes, on prouverait aisément que l'équation (21) est la limite de l'équation (18) lorsque $\psi'_\xi \longrightarrow 0$ et $\psi'_\nu \longrightarrow 0$.

Ceci correspond au fait physique que l'on néglige l'effet sur les conditions aux limites. Cette approximation est très sommaire dans le cas des piles à matière fissile concentrée où les fuites jouent un rôle prépondérant. Ainsi nous verrons que pour le paramètre L^2 choisi ci-dessus, le terme négligé est égal au double du terme principal.

Par la suite nous appellerons :

$-A\,\varphi'_\xi$ terme de pile nue équivalente ;

$\frac{A\varphi'_B}{\psi'_B}\,.\,\psi'_\xi$ terme de "conditions aux limites".

Le sens physique de ces appellations est évidemment limité, car les conditions aux limites sont introduites dans le premier terme par la présence de B.

c) Calcul par la méthode des perturbations :

Une autre méthode de calcul des coefficients de réactivité utilise la théorie des perturbations à deux groupes. Elle fait intervenir les flux adjoints qui sont solutions des équations adjointes des équations (3) à (6). Dans cette théorie, l'expression générale pour les coefficients de réactivité s'écrit (45) :

$$\frac{dk_{eff}}{k_{eff}} = \frac{1}{\nu\Sigma_{2c(F)}\int_c \Phi^+_{1c}\Phi_{2c}\,r^2dr}\left[\int_c \left\{\begin{array}{l}\delta\Sigma_{1c}\,(\Phi^+_{2c}\Phi_{1c} - \Phi^+_{1c}\Phi_{1c}) - \delta\Sigma_{2c}\Phi^+_{2c}\Phi_{2c}\\ -\delta D_{1c}\,\mathrm{grad}\Phi^+_{1c}\,.\,\mathrm{grad}\Phi_{1c} - \delta D_{2c}\,\mathrm{grad}\Phi^+_{2c}\,.\,\mathrm{grad}\Phi_{2c}\end{array}\right\} r^2.\,dr\right.$$

$$\left. + \int_r \left\{\begin{array}{l}\delta\Sigma_{1r}\,(\Phi^+_{2r}\Phi_{1r} - \Phi^+_{1r}\Phi_{1r}) - \delta\Sigma_{2r}\Phi^+_{2r}\Phi_{2r}\\ -\delta D_{1r}\,\mathrm{grad}\Phi^+_{1r}\,.\,\mathrm{grad}\Phi_{1r} - \delta D_{2r}\,\mathrm{grad}\Phi^+_{2r}\,.\,\mathrm{grad}\Phi_{2r}\end{array}\right\} r^2.\,dr\right] \qquad (22)$$

où Φ_{1c}, Φ_{2c}, Φ_{1r}, Φ_{2r} sont les flux directs ;

et Φ^+_{1c}, Φ^+_{2c}, Φ^+_{1r}, Φ^+_{2r} sont les flux adjoints.

L'indice c et r des intégrales définissent les domaines d'intégration, respectivement coeur et réflecteur.

Il faut remarquer que cette méthode n'est pas directement applicable au calcul d'une variation de rayon ou à celui d'une variation d'absorption de la couche mince.

2 - PRINCIPAUX EFFETS COMPOSANT LES COEFFICIENTS DE TEMPERATURE.

Dans une pile homogène, on peut distinguer deux catégories d'effets :

1 - Un effet de la température de la solution. C'est une modification de la densité qui réduit toutes les sections efficaces macroscopiques du coeur. Nous l'appellerons effet de densité. Les mesures de variations de densité des solutions de sulfate de plutonium avec la température ont montré qu'elles suivaient les variations de densité de l'eau (68). Le volume spécifique de celle-ci est donné par la formule de Landesen entre 0 et 80°C.

$$V = V_o\,(1 - 53,255.10^{-6}\,t + 7,61\,532.10^{-6}\,t^2 - 4,37\,217.10^{-8}\,t^3 + 1,63\,332.10^{-10}\,t^4)$$

où t est exprimé en degrés centigrades.

Cette variation non linéaire du coefficient de dilatation de l'eau doit nous permettre de séparer cet effet de densité des autres effets.

Dans les calculs nous supposerons que la dilatation de la solution se transforme intégralement en variation de hauteur du coeur. La dilatation de la cuve est négligeable devant celle de la solution (environ mille fois plus faible).

2 - Un effet de variation des sections efficaces liées à la température des neutrons. Nous adopterons pour température des neutrons la température de la partie maxwellienne du spectre type "formulation A". Elle est reliée à la température du milieu par une relation de la forme :

$$T_n = T_o \left(1 + A \frac{\Sigma_a(k T_o)}{\Sigma_s} \right)$$

A : constante qui varie lentement avec l'absorption et la température du milieu ;

Σ_a : section macroscopique du milieu à $k T_o$ qui varie approximativement en $T^{-1/2}$.

Σ_s : section de diffusion pour les neutrons épithermiques indépendante de la température.

d'où :

$$\frac{dT_n}{T_n} = \frac{dT_o}{T_o} \left(1 - 0,5\ A \frac{\Sigma_a(k T_o)}{\Sigma_s} \right)$$

La variation relative de la température serait un peu plus faible que celle de la température du milieu. Le terme $0,5\ A \frac{\Sigma_a(k T_o)}{\Sigma_s}$ est de l'ordre de 3.10^{-2}.

Aussi nous admettrons par la suite que :

$$\frac{dT_n}{T_n} = \frac{dT_o}{T_o}$$

Les sections efficaces dont il faut tenir compte dans cet effet de température des neutrons sont évidemment celles du groupe thermique. Les constantes du groupe rapide ne sont pas affectées par ce déplacement de spectre.

3 - COEFFICIENTS DE TEMPERATURE PARTIELS.

A un paramètre ξ est associé un coefficient de température partiel.

$$\frac{1}{k_{eff}} \cdot \frac{dk_{eff}}{dT} = A\ F(\xi) \frac{d\xi}{dT} \qquad (23)$$

où :

$$A = - \frac{1}{\nu \varphi'_\nu} \left(\frac{1}{1 - \frac{\psi'_\nu \varphi'_B}{\psi'_B \varphi'_\nu}} \right)$$

$$F(\xi) = \psi'_\xi \cdot \frac{\varphi'_B}{\psi'_B} - \varphi'_\xi$$

Les paramètres que nous considèrerons par la suite sont :

- pour l'effet de densité : L_c, D_{1c}, D_{2c}, τ_c, R

Il n'y a pas lieu de tenir compte des variations des intégrales effectives car nous sommes dans les conditions d'un milieu infiniment dilué.

- pour l'effet de température des neutrons :

$$\Sigma_{2c(F)}, \Sigma_{2c}, D_{2c}, D_{2r}, \Sigma_{2r}, \Sigma_A$$

4 - CALCUL DES $\frac{d\xi}{dT}$

1/ Effet de densité :

Les sections macroscopiques du coeur sont proportionnelles à la densité de la solution.

D'où :

$$\frac{1}{\Sigma} \cdot \frac{d\Sigma}{dT} = - \alpha(T)$$

$\alpha(T)$ est le coefficient de dilatation cubique déduit de la formule de Landesen.

Il vient :

$$\frac{1}{D_{1c}} \cdot \frac{dD_{1c}}{dT} = \frac{1}{D_{2c}} \cdot \frac{dD_{2c}}{dT} = + \alpha(T)$$

$$\frac{1}{L_c^2} \cdot \frac{d L_c^2}{dT} = \frac{1}{\tau_c} \cdot \frac{d \tau_c}{dT} = + 2\, \alpha(T)$$

Pour calculer $\frac{dR}{dT}$ il faut connaitre $\frac{dR}{dh}$ puisque c'est l'augmentation de hauteur avec la température que nous savons calculer :

$$\frac{1}{h} \cdot \frac{dh}{dT} = + \alpha(T)$$

$\frac{dR}{dh}$ peut se déduire des courbes tracées figure 15.

On a porté $\frac{R_s}{R_c}$ en fonction de $\frac{H_c}{2R_c}$. Puisque R_c est constant $\frac{dR_s}{dh}$ est donné par la pente de ces courbes.

Pour $R_s = R_c$ on a :

$$\frac{dR}{dh} \quad \begin{cases} = 0,230 & \text{pour la cuve en zircalloy} \\ = 0,310 & \text{pour la cuve en acier inoxydable} \end{cases}$$

Le tableau XV résume les valeurs retenues pour une température du milieu de 27°C avec la cuve en zircalloy et une hauteur critique de 200 mm.

Tableau XV

ξ	D_{1c}	D_{2c}	L_c^2	τ_c	$\mathbb{R}$
$\frac{1}{\xi} \frac{d\xi}{dT}$ en $10^{-5}/°C$	+ 31,21	+ 4,40	+116,08	+1 485	+ 121

2/ Effets de température des neutrons :

Les dérivées des sections efficaces effectives sont calculées en dérivant le spectre donné par la formulation A. On calcule :

$$\frac{1}{\sigma} \cdot \frac{d\sigma}{dT} = \frac{\int_0^{E_c} \sigma(E) \frac{d}{dT} [F(E,T)] \cdot dE}{\int_0^{E_c} \sigma(E) \cdot F(E,T) \cdot dE}$$

Tableau XVI

Dérivées des sections efficaces moyennes de Pu-239 (en $10^{-5}/°C$)

Valeurs pour T_n = 317°K

soit T_o = 300°K

	Formulation théorique pour $\sigma(E)$	$\frac{1}{\sigma_f} \cdot \frac{d\sigma_f}{dT}$	$\frac{1}{\sigma_a} \frac{d\sigma_a}{dT}$	$\frac{1}{\eta} \cdot \frac{d\eta}{dT}$
Spectre Wigner-Wilkins	W	- 80,73	- 62,46	- 18,27
	L	- 73,51	- 52,28	- 21,23
	K	- 79,98	- 61,74	- 18,24
Spectre de Brown	W	- 83,92	- 67,36	- 16,56
	L	- 77,30	- 58,09	- 19,21
	K	- 85,56	- 67	- 18,56
Moyenne		- 80,16 ± 7	- 61,5 ± 9	- 18,68 ± 2,6

a) Coeur :

Les sections efficaces d'absorption varient en 1/v sauf pour les plutonium 239 et 240.

Pu-239 : En utilisant les formulations théoriques pour $\sigma_f(E)$ et $\sigma_a(E)$ données au chapitre II on a calculé $\frac{1}{\sigma_f} \cdot \frac{d\sigma_f}{dT}$ et $\frac{1}{\sigma_a} \cdot \frac{d\sigma_a}{dT}$ pour des températures de neutrons allant de 240°K à 380°K. Les courbes figures 29 à 31, montrent la variation avec la température de ces dérivées ainsi que $\frac{1}{\eta} \cdot \frac{d\eta}{dT}$.

Pour cette dernière dérivée, on a :

$$\frac{1}{\eta} \cdot \frac{d\eta}{dT} = \frac{1}{\sigma_f} \cdot \frac{d\sigma_f}{dT} - \frac{1}{\sigma_a} \cdot \frac{d\sigma_a}{dT}$$

Il est en effet bien connu que ν est constant.

Des mesures directes de η en fonction de l'énergie donnent des résultats légèrement différents pour $\frac{1}{\eta} \cdot \frac{d\eta}{dT}$ calculé. Skarsgard et Kenward (21) en utilisant leurs résultats expérimentaux calculent pour un spectre de Maxwell $\frac{1}{\eta} \cdot \frac{d\eta}{dT} = -27.10^{-5}/°C$ entre 250 et 290°K et $-30.10^{-5}/°C$ entre 290°K et 350°K. La seule valeur expérimentale de $\frac{1}{\eta} \cdot \frac{d\eta}{dT}$ est $-28.10^{-5}/°C$ déduite par Horton (1) des mesures de coefficient de température de Zetr. La coïncidence entre ces deux valeurs semble tout à fait fortuite, étant donné le modèle utilisé pour dépouiller ces mesures.

Nous avons retenu des valeurs moyennes calculées sur plusieurs spectres et avec trois formulations théoriques. Le tableau XVI montre que la dispersion est encore assez grande.

Pu-240 : Bien que la section efficace du Pu-240 présente une résonance géante à ev la dérivée calculée d'après la formulation théorique de Westcott est négative et varie de $-107.10^{-5}/°C$ pour 290°K à $-118.10^{-5}/°C$ à 380°K.

Section efficace d'absorption du coeur : Pour éliminer les dérivées des sections efficaces qui suivent la loi en 1/v, nous calculerons :

$$\frac{1}{<\Sigma>\sqrt{T_n}} \cdot \frac{d<\Sigma>\sqrt{T_n}}{dT}$$

T_n : température des neutrons.

$$\frac{1}{<\Sigma_{2c}>\sqrt{T_n}} \cdot \frac{d<\Sigma_{2c}>\sqrt{T_n}}{dT} = \frac{1}{<\Sigma_{2c}>\sqrt{T_n}} \left[\frac{d<\Sigma_g>\sqrt{T_n}}{dT} + x. \frac{d<\Sigma_o>\sqrt{T_n}}{dT} \right]$$

Le symbole < > signifie moyenne sur le spectre.

Les indices 9 et 0 se rapportent respectivement au plutonium-239 et au plutonium-240, x étant le pourcentage de plutonium-240.

Le facteur d'utilisation thermique f s'écrit :

$$f = \frac{<\Sigma_g>\sqrt{T_n}}{<\Sigma_g>\sqrt{T_n} + x <\Sigma_o>\sqrt{T_n} + N_M <\Sigma_M>\sqrt{T_n}}$$

L'indice M se rapporte aux noyaux dont la section efficace varie en 1/v.

- On calcule pour la dérivée de Σ_{2c} :

$$\frac{1}{\Sigma_{2c}} \cdot \frac{d\Sigma_{2c}}{dT} = -\frac{0,5}{T_o} + f \left(\frac{0,5}{T_o} + \frac{1}{<\Sigma_g>} \cdot \frac{d<\Sigma_g>}{dT} + fx. \frac{<\Sigma_o>}{<\Sigma_g>} \cdot \frac{d<\Sigma_o>}{dT} \right)$$

Le troisième terme du membre de droite est de l'ordre de 0,2. Par la suite nous le supposerons constant.

Coefficient de diffusion des neutrons thermiques : Le libre parcours moyen de transport des neutrons thermiques dans l'eau a été moyenné sur un spectre de Wigner-Wilkins par Petrie et Zweifel (22). Pour T_o voisin de 300°K, on a :

Figure n° 29

PROSERPINE

DERIVEE LOGARITHMIQUE DE SECTION EFFICACE MOYENNE D'ABSORPTION DU Pu 239

$$\frac{1}{\bar{\sigma}_a} \times \frac{d\bar{\sigma}_a}{dT}$$

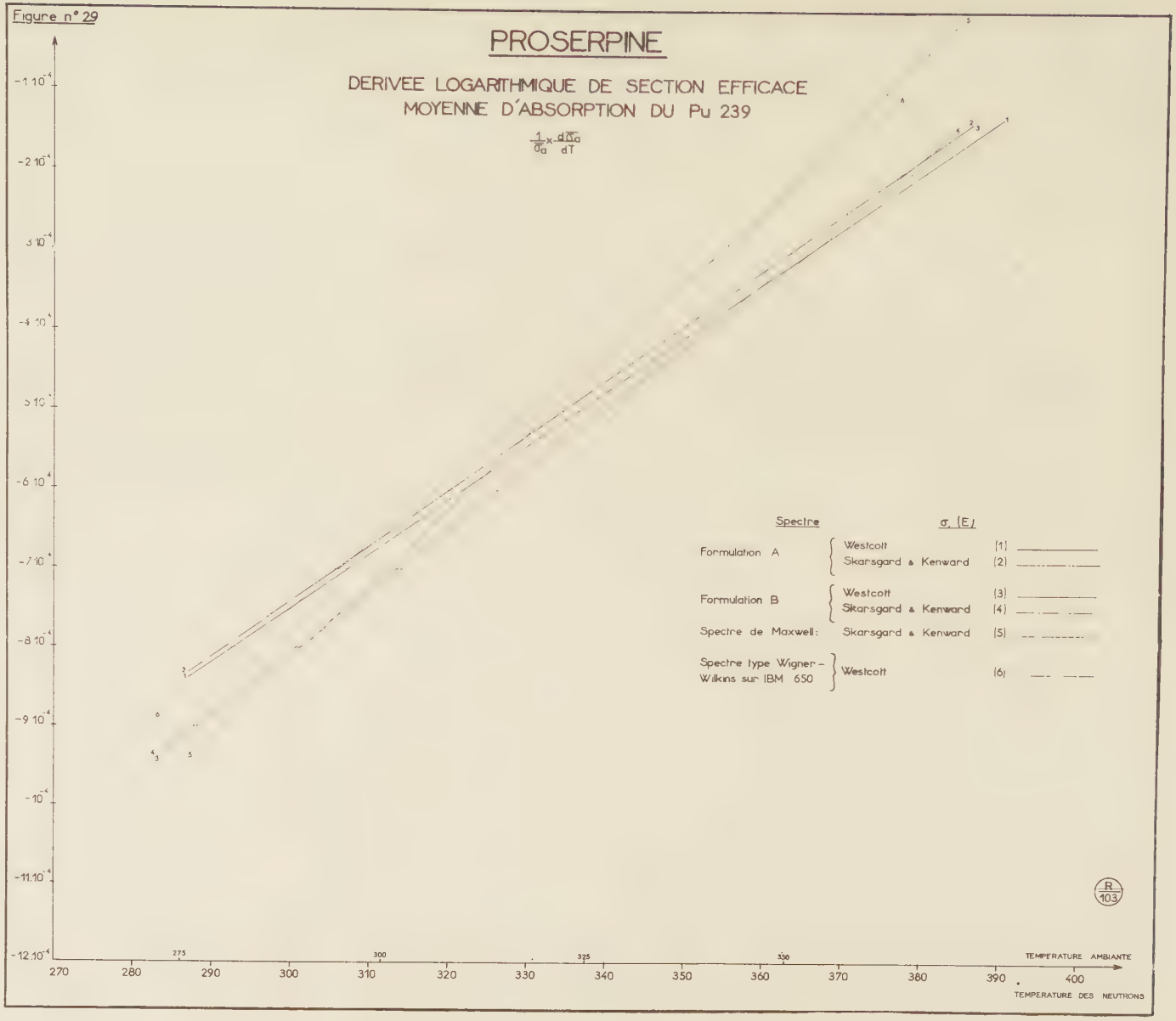


Figure n°30

PROSERPINE

DERIVEE LOGARITHMIQUE DE SECTION EFFICACE MOYENNE D'ABSORPTION DU Pu 239

$$\frac{1}{\sigma_f} \times \frac{d\bar{\sigma}_f}{dT}$$

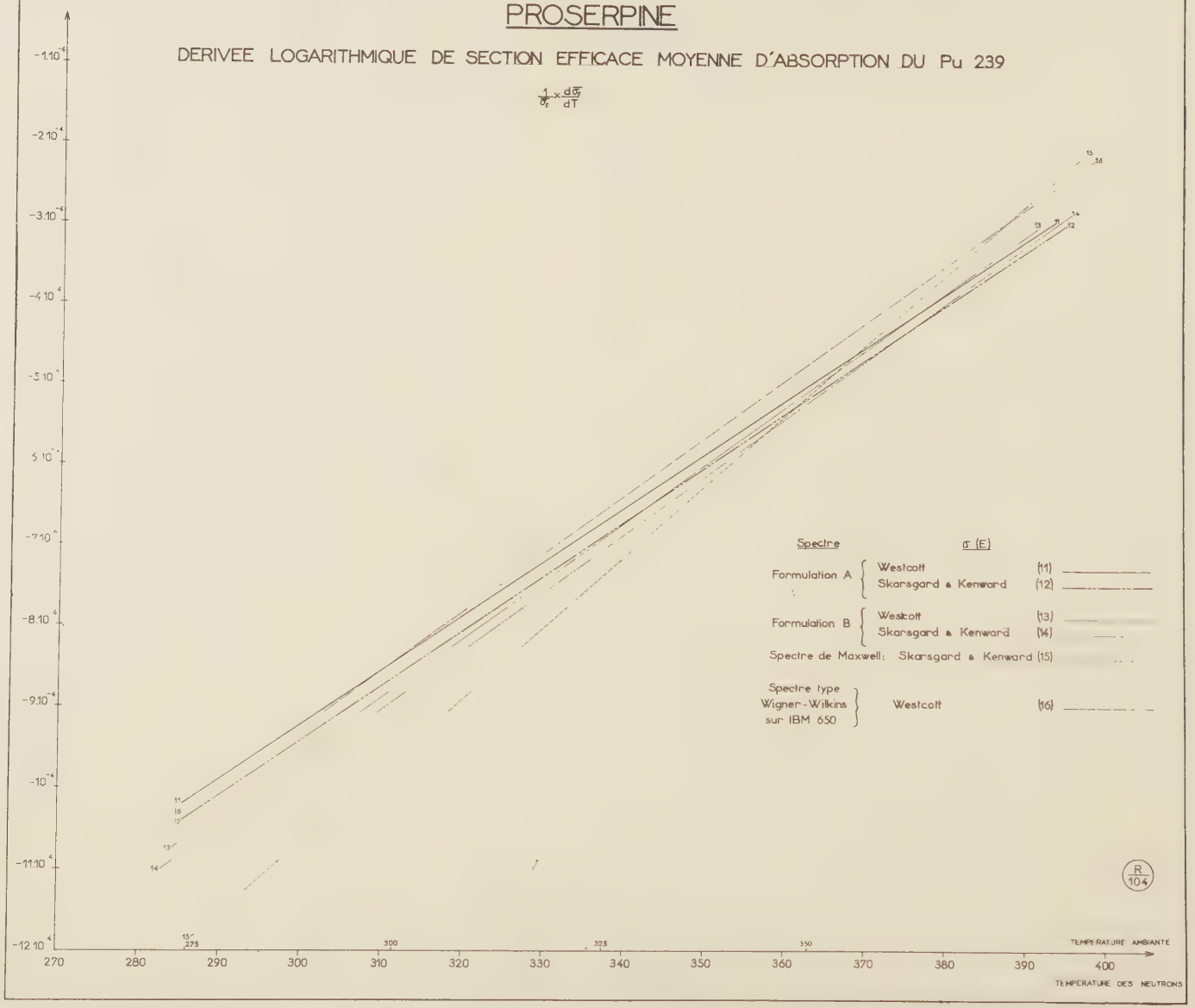
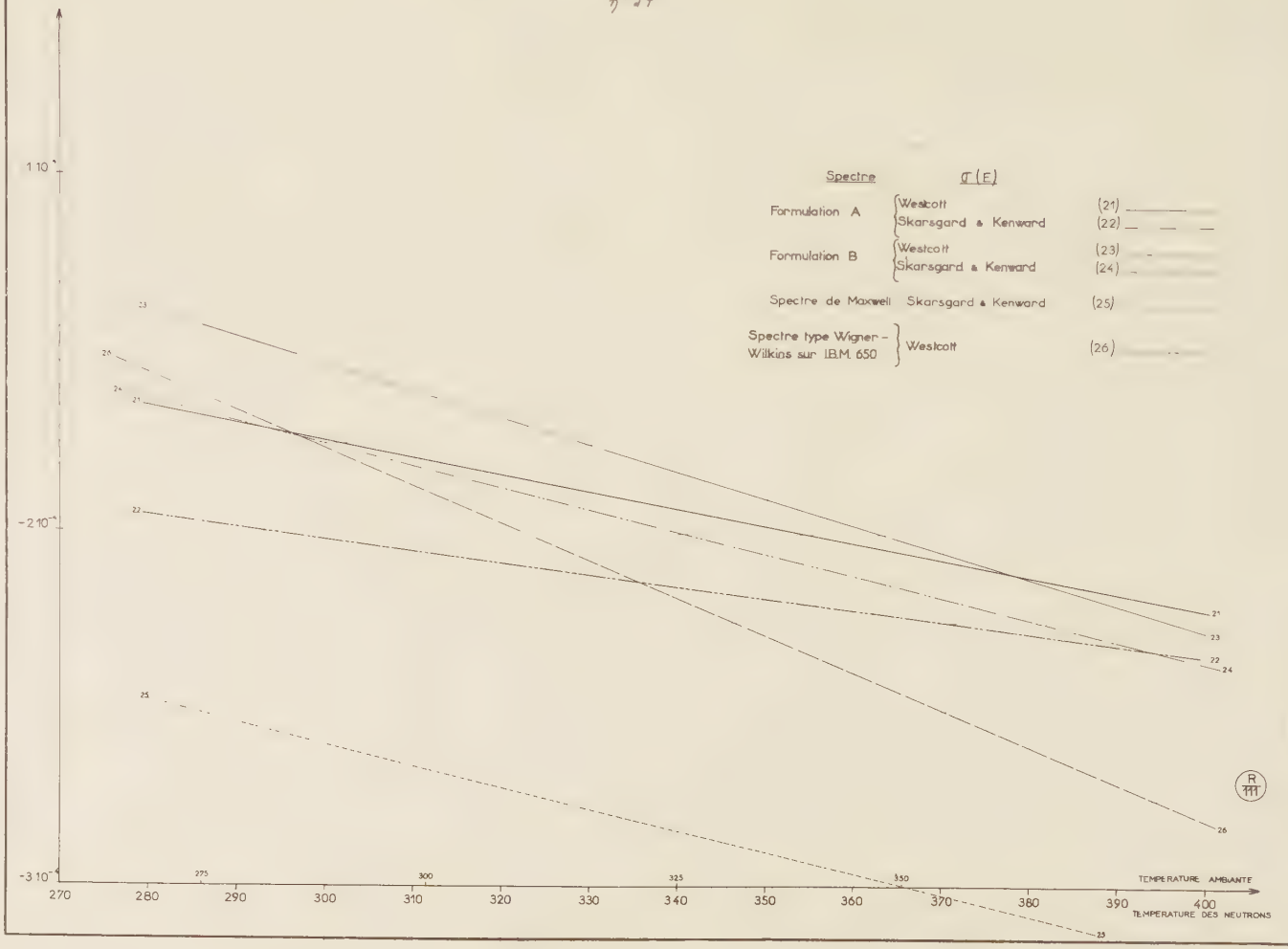


Figure n° 31

PROSERPINE

DERIVEE LOGARITHMIQUE DE η

$\frac{1}{\eta} \cdot \frac{d\eta}{dT}$



$$\frac{1}{D_{2c}} \cdot \frac{dD_{2c}}{dT} = + \frac{0,3}{T_o}$$

b) Réflecteur :

Par manque de résultats expérimentaux, nous supposerons que la section efficace d'absorption de l'oxyde de béryllium varie en 1/v.

Le libre parcours moyen de transport des neutrons thermiques est affecté par la présence de la coupure de Bragg à 0,004 ev et de la diffusion inélastique au-dessous de cette coupure. Or, la diffusion inélastique croit rapidement avec la température (la loi de variation pour le béryllium est en T^2). Mais, ni la section efficace de diffusion inélastique, ni la loi de variation avec la température n'ont été déterminées expérimentalement à notre connaissance. Benoist et al. (29) ont trouvé, pour expliquer les mesures du coefficient de température d'une expérience critique sur réseaux U-BeO, une variation de λ telle que :

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = (- 0,142 \pm 0,043) \frac{dT}{T}$$

Le tableau XVII résume les valeurs de $\frac{1}{\xi} \cdot \frac{d\xi}{dT}$ pour T_n = 317°K, ce qui correspond à une température ambiante de 27°C.

Tableau XVII

ξ	$\Sigma_{f(g)}$	$\Sigma_{a(g)}$	D_{2c}	D_{2r}	Σ_{2r}	Σ_{cuve}
$\frac{1}{\xi} \cdot \frac{d\xi}{dT}$ en 10^{-5}/°C	- 80,16	- 61,5	+ 94,7	- 44,7	- 157,5	- 157,5

5 - RESULTATS DU CALCUL.

Les calculs ont été faits pour trois configurations :

- cuve en acier inoxydable de 2 mm d'épaisseur ;
- cuve en zircalloy " " "
- absence totale de cuve.

Le tableau XVIII donne les coefficients partiels pour chaque paramètre, pour une température ambiante de 27°C. Les effets de densité et de température des neutrons ont été séparés.

Tableau XVIII $\left(\frac{dk}{dT}\right)_{\xi}$ en 10^{-5}/°C

	ξ	sans cuve	cuve Zr	cuve acier
Effets de température des neutrons	Σ_f	- 75,60	- 75,60	- 74,30
	Σ_{2c}	+ 67,97	+ 67,79	+ 62,93
	D_{2c}	- 0,24	- 0,28	- 1,30
	Σ_{2r}	+ 4,42	+ 4,36	+ 3,12
	D_{2r}	+ 3,50	+ 3,43	+ 1,99
	Σ_A	0	+ 0,35	+ 5,92
Coefficient total dû à T_n		+ 0,05	+ 0,06	- 1,64
Effets de densité	L_c^2	- 5,93	- 5,96	- 6,61
	τ_c	- 11,78	- 11,82	- 12,95
	D_{1c}	+ 7,78	+ 7,77	+ 7,40
	D_{2c}	- 0,25	- 0,23	- 0,34
	R	+ 5,51	+ 5,52	+ 8,20
Coefficient total		- 4,62	- 4,68	- 5,94

Remarques.:

Comme nous l'avons souligné dans l'introduction, le coefficient de température global est d'un ordre de grandeur très différent de nombreux coefficients partiels.

Il faut souligner aussi que ces calculs rendent bien compte des modifications des conditions aux limites lorsque la cuve en acier remplace la cuve en zircalloy.

A titre de vérification, nous avons calculé par la méthode des perturbations les coefficients de réactivité pour Σ_{2c}, D_{2c}, D_{2r}, Σ_{2r}. Ces résultats sont portés dans le tableau XIX. La vérification des calculs est dans l'ensemble très bonne.

Tableau XIX

$\left(\frac{dk}{dT}\right)_{\xi}$ en $10^{-5}/°C$

	sans cuve		Cuve Zr		Cuve acier	
	[illegible]	Méthode différent.	[illegible]	Méthode différent.	[illegible]	Méthode différent.
[illegible]	67,98	67,97	67,81	67,79	62,97	62,93
[illegible]	- 0,24	- 0,24	- 0,274	- 0,28	- 1,1	- 1,30
[illegible]	3,50	3,50	3,46	3,43	2,49	1,99
[illegible]	4,42	4,42	4,40	4,36	3,83	3,12

Par la "méthode classique" nous avons calculé pour l'effet de densité sur L_c^2 et τ_c les valeurs portées dans le tableau XX comparées à celles obtenues par la méthode différentielle.

Tableau XX

$\left(\frac{dk}{dT}\right)_{\xi}$ en $10^{-5}/°C$

	sans cuve		cuve Zr		cuve acier	
	classique	Méthode différ.	classique	Méthode différ.	classique	Méthode différ.
[illegible]	- 1,725	- 5,93	- 1,726	- 5,96	- 1,728	- 6,61
[illegible]	- 16,43	- 11,78	- 16,50	- 11,82	- 18,02	- 12,95

Il ressort nettement de l'examen de ce tableau que le modèle classique est insuffisant pour rendre compte du coefficient de température d'une petite pile.

B - EXPERIENCES.

1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

La cabine thermostatée en est la pièce principale. Son infrastructure, constituée par des panneaux démontables en bois, est remplie de laine de verre. Le sol et le plafond ont aussi une structure analogue. Les panneaux sont recouverts par du contreplaqué, puis par une tôle en acier galvanisé. Une couche de cocoon, prévue pour la décontamination, assure aussi une meilleure étanchéité. Un sas étanche permet l'entrée dans la cabine sans apporter de grosses perturbations de température.

La température souhaitée peut être obtenue par apport ou retrait de calories.

Le chauffage est assuré par des résistances électriques. Des ventilateurs hélicoïdes fixés au plafond et posés au sol brassent énergiquement l'air pour l'homogénéiser. La régulation automatique de la température est assurée par un régulateur Pigral, qui compare à une valeur préaffichée la résistance de six sondes placées au plafond de la cabine (*).

(*) L'étude et la réalisation de l'installation ont été assurées par les Etablissements Nessi.

Le refroidissement est obtenu par traversée de l'air de la cabine dans un groupe frigorifique extérieur à la cabine. Le ventilateur de filtrage assure la circulation de l'air. La stabilisation de la température dans la cabine est de ± 0,1°C de 20°C à 60°C. La grande inertie calorifique du réflecteur permet d'obtenir une température de la solution constante à mieux de 0,01°C.

Deux sondes Leeds et Northrup type 8163 CS sont placées l'une dans la solution, l'autre dans le réflecteur. Leurs résistances sont affichées à ± 0,005 % par un Speedomax type 6912, équipé d'un commutateur Meci.

Plusieurs thermocouples et résistances de platine sont disposés dans le réflecteur pour s'assurer de l'homogénéité de la température. Leurs indications sont enregistrées sur un Speedomax à 16 voies.

Chauffage de la solution.

Pour l'étude du coefficient de température avec une discontinuité de température entre coeur et réflecteur, on place une résistance chauffante au centre du coeur. Elle est contenue dans un tube de zircalloy de 13 mm × 15 mm, soudé en bout. Cette résistance peut fournir 100 watts, lorsqu'elle est alimentée sous 110 volts. Pour éviter une ébullition locale de la solution, la tension d'alimentation est réduite par un Ferrix lorsque la température est la plus élevée (~ 50°C). L'écart de température entre coeur et réflecteur peut atteindre 30°C en chauffant pendant 3 heures. Dans ces conditions, des essais préalables ont montré que la température était pratiquement uniforme dans toute la solution. La chute de température a lieu dans la paroi de la cuve.

2 - MODE OPERATOIRE.

La température est stabilisée la pile étant sous-critique, les barres de sécurité et de réglage fin sorties, et la barre de compensation enfoncée. Les variations de réactivité avec la température sont mesurées de deux façons :

1 - Par approches sous-critiques et divergences, détermination de la position de la barre de compensation où la pile est critique.

2 - Pour une même position de la barre, mesures des temps de doublement de puissance correspondant à deux températures voisines. Afin d'assurer une continuité aux mesures, on répète celles-ci pour deux positions de la barre à chaque température.

La masse de solution reste constante en maintenant fixe le niveau du réservoir dans le "puits".

Lorsque la réactivité de la barre de compensation est "consommée" par l'élévation de température, on augmente légèrement la concentration. Pour raccorder les mesures, on répète celles-ci pour les deux dernières températures obtenues avec la concentration immédiatement inférieure.

3 - RESULTATS.

Trois séries de mesures ont été effectuées :

- sur la cuve en acier inoxydable } Plutonium 1ère provenance (1958)
- sur la cuve en zircalloy }
- sur la cuve en zircalloy } Plutonium 2ème provenance (1959)

1/ Cuve en acier inoxydable :

La plage de température explorée a été limitée par les faibles quantités de plutonium dont nous disposions en sus de la masse critique. Elle s'étend de 25 à 31°C pour le réflecteur, et de 25 à 40°C pour le coeur.

La courbe I (fig. 32) donne la variation de hauteur critique (*) à partir d'une température origine de 24,7°C en fonction de la température du coeur. Aucune correction n'a été apportée aux résultats, même si la température du réflecteur était variable.

La courbe II (fig. 32) donne la variation de hauteur critique à partir d'une température origine de 25,1°C en fonction de la température globale (température du coeur = température du réflecteur). Lorsque la température du coeur était légèrement différente de celle du réflecteur, on utilisait la courbe I pour faire les corrections.

(*) Pour la cuve en acier inoxydable, seule la courbe d'étalonnage intégral en fonction de la hauteur a pu être faite. Toutes les expériences avec cette cuve ont du être groupées du 17 mars (1ère divergence) au 31 mars 1958.

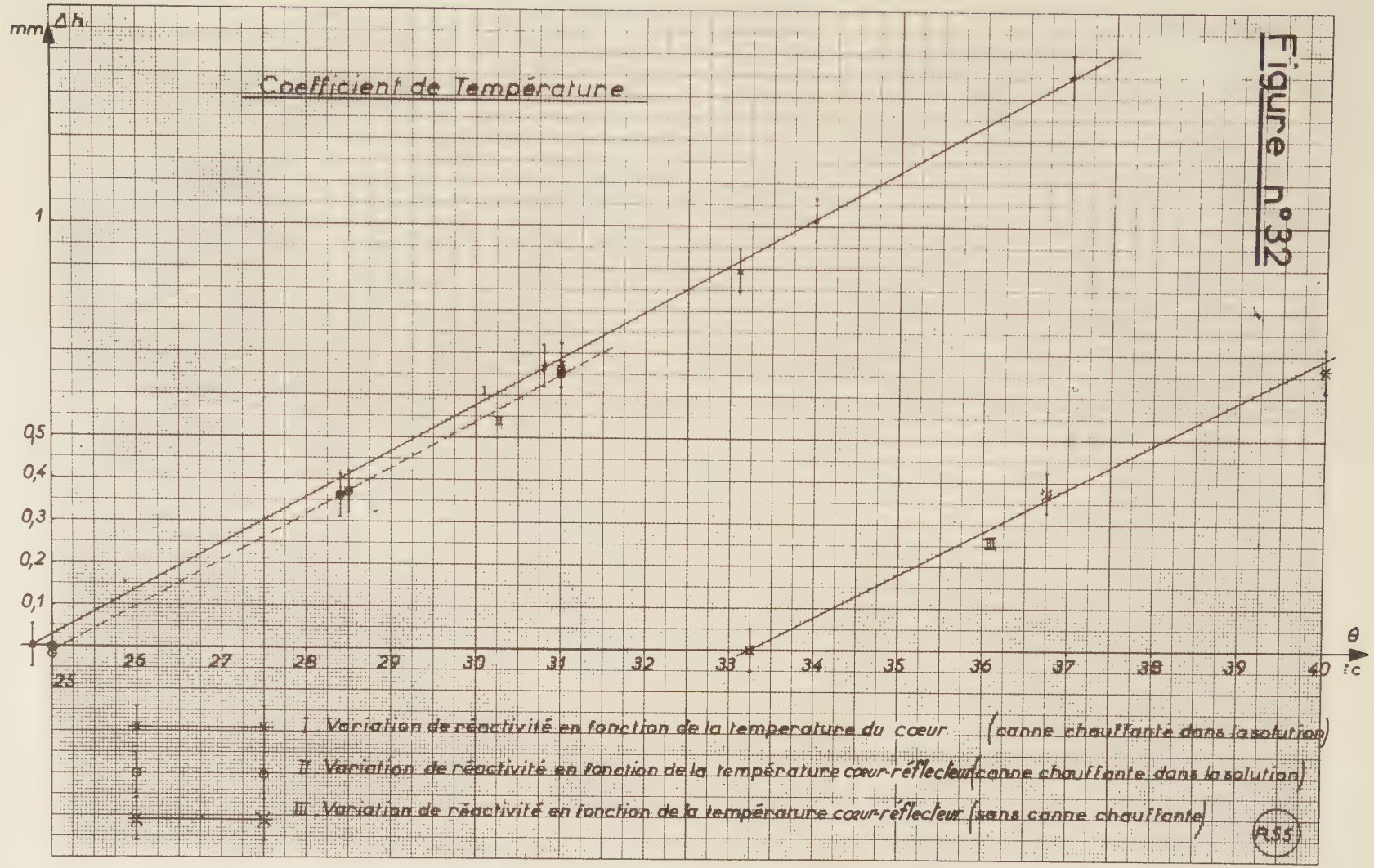

Δh mm
Coefficient de Température
1
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
θ °c
I
II
III
I Variation de réactivité en fonction de la température du cœur (canne chauffante dans la solution)
II Variation de réactivité en fonction de la température cœur-réflecteur (canne chauffante dans la solution)
III Variation de réactivité en fonction de la température cœur-réflecteur (sans canne chauffante)
A55

Figure n°32

La courbe III (fig. 32) donne la variation de hauteur critique en fonction de la température globale, lorsque la canne chauffante est introduite dans la solution.

La courbe (fig. 33) donne la variation de hauteur critique en fonction de la température du réflecteur pour une température du coeur de 33,1°C. Les températures du coeur sont toutes ramenées à 33,1°C à l'aide de la courbe I (fig. 32).

Les résultats portés sur la figure 33 et le fait que les courbes I et II de la figure 32 aient la même pente, permettent de conclure que la variation de température du réflecteur n'a pas d'influence sur la réactivité, au moins dans la plage de température étudiée.

Le coefficient de température global exprimé en hauteur critique vaut :

$$\left(\frac{\Delta k}{\Delta T}\right)_{T\ global} = - 0,11 \pm 0,01 \text{ mm/°C}$$

Pour le traduire en réactivité, on peut supposer que la réactivité du millimètre de solution est égale pour les deux cuves. D'où :

$$\left(\frac{\Delta k}{\Delta T}\right)_{T\ global} = (- 17 \pm 2)\ 10^{-5}/°C$$

2/ Cuve en zircalloy :

Les plages de température étudiées dans les deux campagnes se recouvraient :

- en 1958 : température du coeur de 22,2°C à 56°C
  " du réflecteur de 22,2°C à 50°C
- en 1959 : température du coeur de 9°C à 43°C
  " du réflecteur de 9°C à 26°C

Nous avons porté sur deux courbes séparées figures 34 et 35, les masses critiques en fonction des températures. Les courbes I représentent les variations de masse critique lorsque le réflecteur est à température constante, et la température du coeur variable. Les courbes II représentent la variation de masse critique en fonction de la température globale. La précision des mesures de température et de réactivité est représentée sur les figures par des rectangles.

Dans le tableau XXI on a porté les coefficients de réactivité pour les différents cas. Le raccordement est excellent pour le coefficient global. Lorsque le réflecteur a une température constante et le coeur une température variable, l'accord est moins satisfaisant. Les causes possibles sont multiples. Néanmoins, la précision dans la mesure de la température du coeur en 1958 était mauvaise (celle-ci était alors faite avec un appareil à lecture discontinue). Nous admettrons que l'écart provient de cette mauvaise mesure.

Tableau XXI

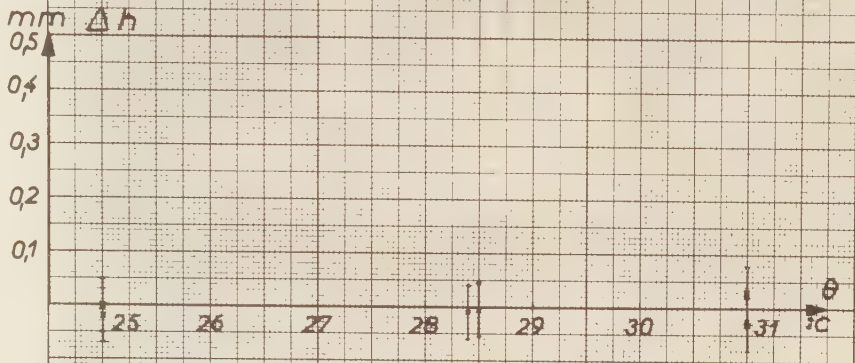
Coefficients de température

	Température du réflecteur (°C)	$\frac{\Delta k}{\Delta T}$ (temp. coeur = temp. refl.) (en pcm/°C)	$\frac{\Delta k}{\Delta T}$ (temp. réfl. = cte) (temp. coeur variable)
Expériences de 1959	10,5		- 12,1
	15,9	- 6	- 12
	20,8	- 6	- 12
Expériences de 1958	22,4	- 6	- 13,45
	30,8	- 6,84	- 13,30
	35,9	- 7,45	- 12,70
	43,2	- 8,13	- 12
	46,2	- 8,4	- 12

Figure n° 33

Variation de la réactivité en fonction de la température du réflecteur

Température du cœur 31°1
Réactivité exprimée en mm de solution



R 54

Figure n°34 MASSE CRITIQUE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

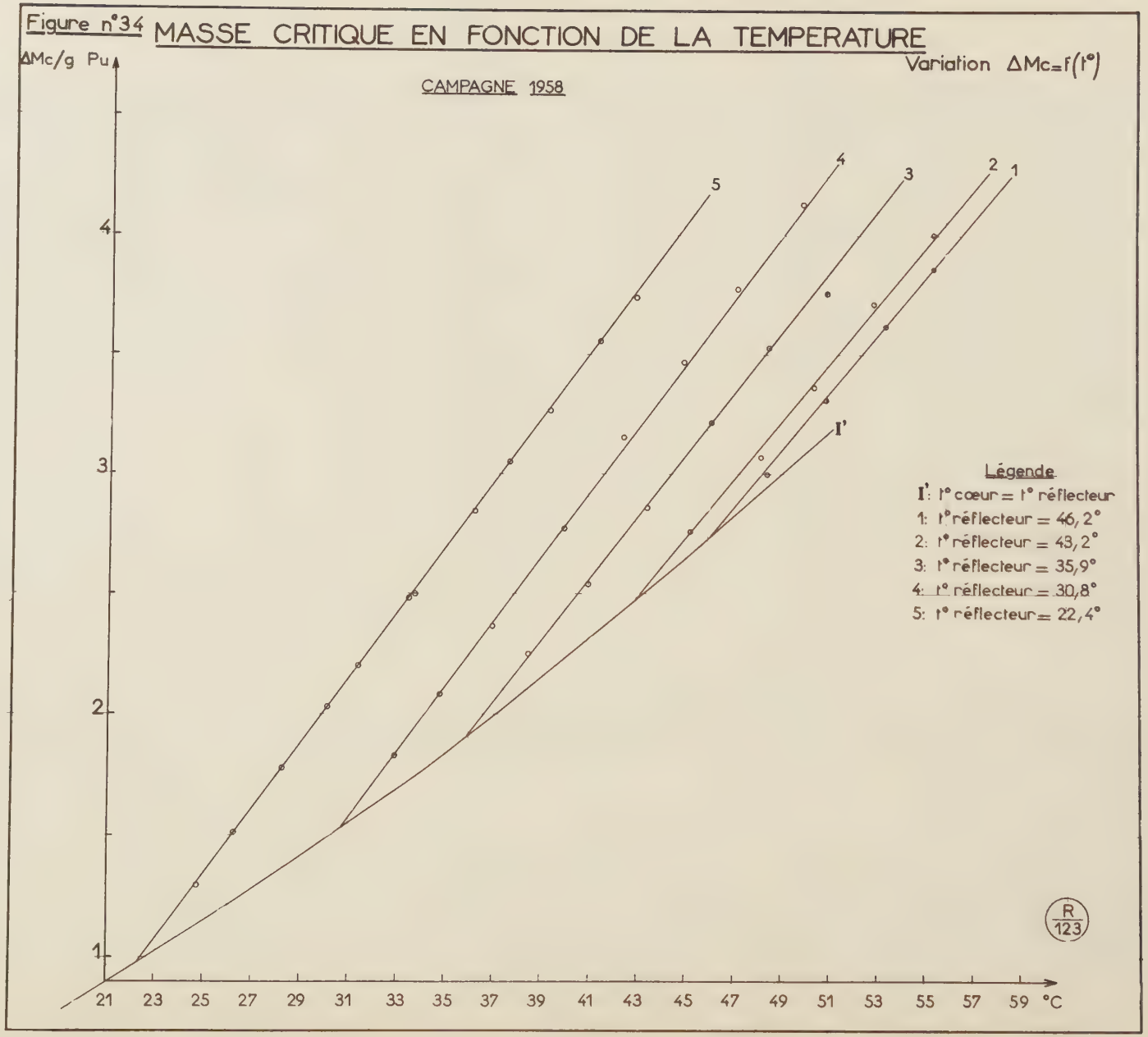
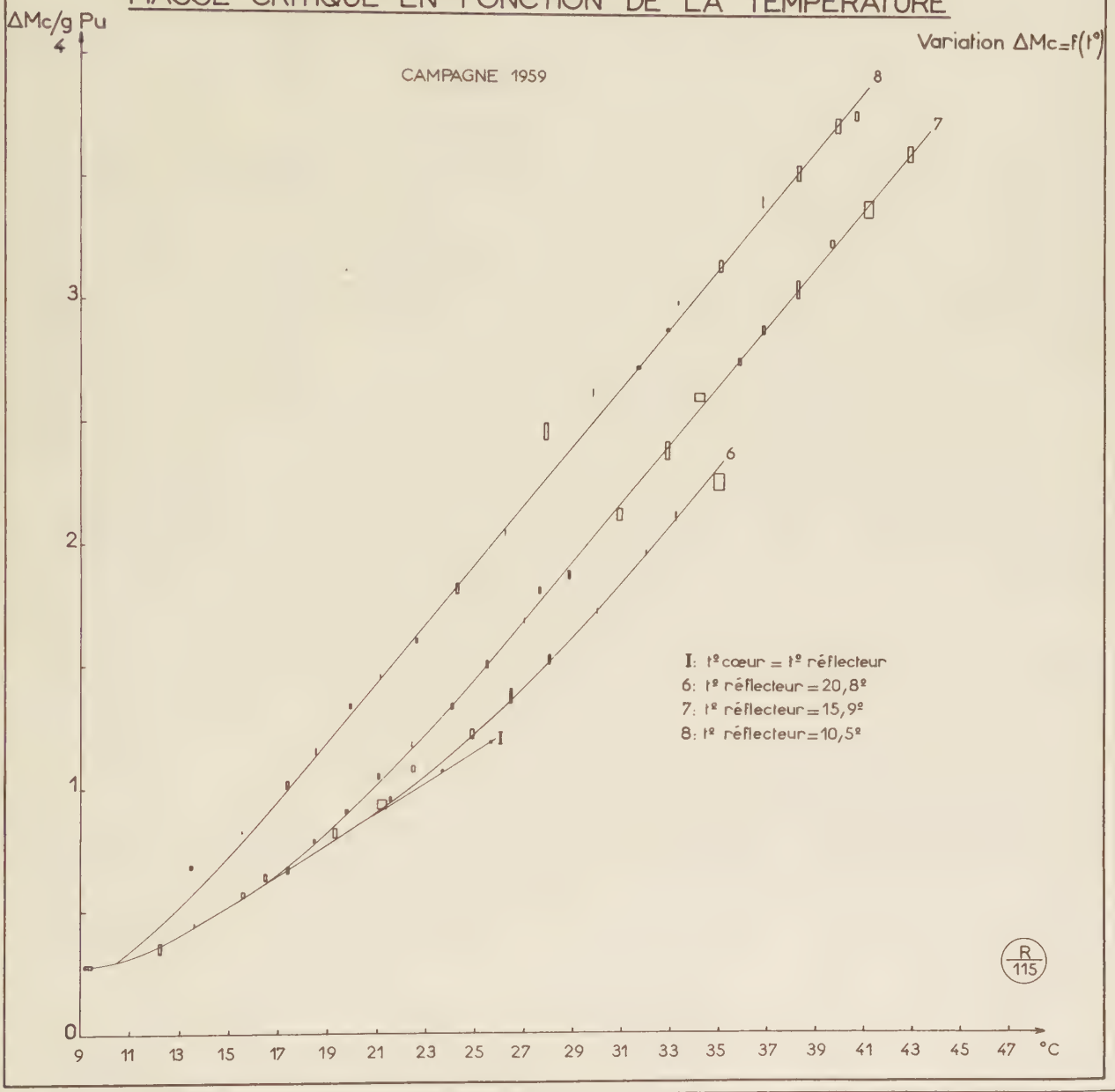


Figure n°35

MASSE CRITIQUE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE



C - CONCLUSION

1 - Le coefficient de température global reste négatif dans tous les cas étudiés. Il diminue lentement avec la température comme le montrent les résultats théoriques et expérimentaux portés figure 36. Cette diminution est principalement due à la proximité du minimum de densité de l'eau, et à la variation plus lente de η vers les basses températures.

Sa valeur absolue de - 6,5 pcm/°C à 27°C est finalement peu éloignée de la valeur calculée - 4,7 pcm/°C. Il faut probablement retenir cette relative coïncidence, comme fortuite. Nous ne pourrons donc rien assurer des valeurs prises pour les dérivées des sections efficaces. Le remplacement du plutonium 239 par de l'uranium 235 permettrait probablement d'isoler $\frac{1}{\eta}\frac{d\eta}{dT}$.

Les seules comparaisons permises avec les coefficients de température des piles semblables :

Lopo : - 30 pcm/°C

Zetr : - 8,46 pcm/°C

montrent simplement que la valeur absolue est plus faible dans le cas de Proserpine.

2 - La comparaison des résultats obtenus pour les deux cuves confirme l'importance d'une modification apportée aux conditions aux limites.

La cuve en acier jouant le rôle d'écran pour les neutrons thermiques réduit sensiblement la contribution du réflecteur au coefficient de température. Il en résulte un coefficient de température global nettement plus élevé en valeur absolue qu'avec la cuve en zircalloy (- 17 pcm/°C au lieu de - 6,5 pcm/°C).

3 - L'interprétation des coefficients de réactivité lorsque coeur et réflecteur sont à des températures différentes est par contre beaucoup plus complexe.

Aucune étude théorique n'a pu être menée dans un cas proche du nôtre. Le raisonnement physique est par ailleurs d'un secours limité pour estimer l'évolution du spectre à l'interface.

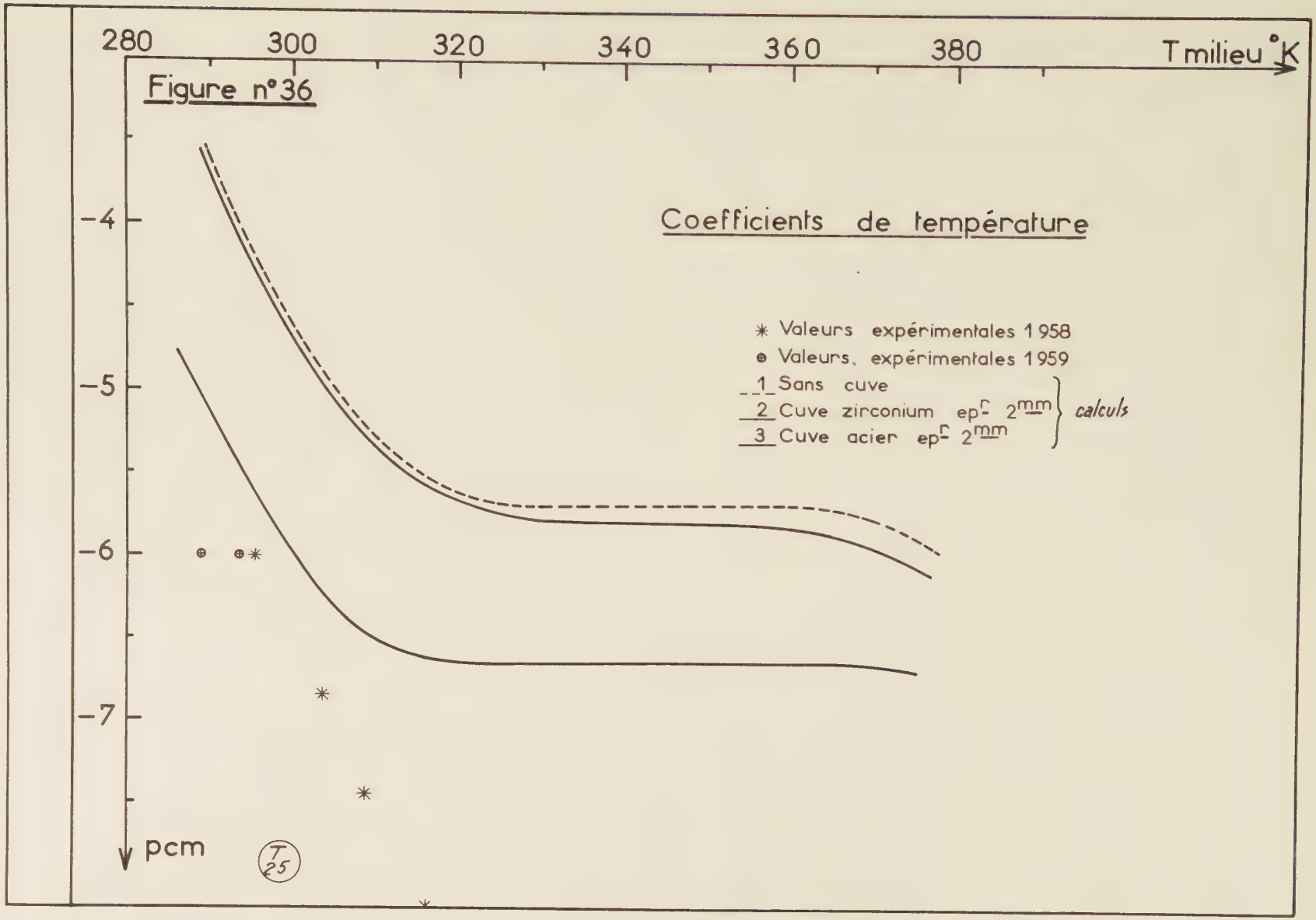
On remarque simplement que le coefficient de réactivité est constant dès que l'écart de température est supérieur à 5°C. Les différentes pentes s'accordent bien autour d'une valeur de - 12 pcm/°C. Il est difficile d'attribuer la différence des coefficients de réactivité des deux colonnes du tableau XXI à une cause précise. Cependant, l'écart est de l'ordre de grandeur des variations calculées pour la diffusion et l'absorption des neutrons thermiques dans le réflecteur (D_{2r} et Σ_{2r}). Si cette hypothèse est retenue, on conclut que les modifications de spectre à l'interface des deux milieux à températures différentes, sont extrêmement petites.

4 - Les deux remarques précédentes concourent pour montrer le rôle fondamental du réflecteur dans le coefficient de température. Cette contribution est positive, mettant en évidence les réactions de diffusion inélastique dans l'oxyde de béryllium.

5 - Cette étude nous a montré la complexité et la finesse des phénomènes qui gouvernent l'évolution d'une population de neutrons, en fonction de la température.

Bien que nos calculs soient plus complets que ceux des publications antérieures, la théorie à deux groupes est trop grossière pour expliquer ces phénomènes.

Des études théoriques en cours (69) (70) permettront, après de larges développements, de calculer des coefficients de température plus précis. Mais de nombreuses études expérimentales très fines - notamment avec des réflecteurs de nature différente - sont à poursuivre pour analyser ces phénomènes.


280
300
320
340
360
380
T milieu °K
Figure n°36
Coefficients de température
-4
-5
-6
-7
pcm
* Valeurs expérimentales 1958
• Valeurs expérimentales 1959
1 Sans cuve
2 Cuve zirconium ep^r 2 mm
3 Cuve acier ep^r 2 mm
calculs
T 25

CHAPITRE V

CORRÉLATIONS ENTRE NEUTRONS DANS LES RÉACTIONS EN CHAINE

1 - INTRODUCTION.

Le processus de multiplication des neutrons par réactions en chaine relève d'un phénomène plus général qui gouverne l'évolution d'une "population". Par population, il faut entendre un ensemble d'individus qui se reproduisent identiques à eux-mêmes. Les "fils" sont eux-mêmes des reproducteurs après un certain temps de vie, et en moyenne les "pères" ont plus d'un fils. Cette description s'applique bien aux neutrons dans une pile. Ils ont un temps de vie τ, sont émis à raison de $\nu \neq 3$ par fission. Mais une culture microbienne, une cascade de rayons cosmiques, une population homogène d'êtres humains, sont des "populations", au sens défini plus haut.

La loi de distribution statistique d'une population ne pourra suivre la loi de Poisson. Celle-ci suppose en effet, que chaque évènement se produit indépendamment des autres. L'écart à la loi de Poisson provient des corrélations entre neutrons.

La théorie de ce phénomène a été énoncée la première fois par F. De Hoffmann (46) en ne considérant que les corrélations entre neutrons prompts. E.D. Courant et P.R. Wallace (47), puis Pal (48) l'ont reprise en introduisant de façon simplifiée les neutrons retardés. Luckow (49) a mesuré sur ZPR IV et ZPR V la variance réduite de la population de neutrons. Enfin, V. Raievski (50) a abordé l'étude des fluctuations locales, qui peuvent, dans certains cas s'ajouter aux fluctuations globales.

Il faut remarquer que les expériences "α - Rossi" (•), bien connues des physiciens de piles à neutrons rapides, découlent immédiatement de ces corrélations. Mais elles se limitent exclusivement aux corrélations entre neutrons prompts.

Nous nous proposons de prolonger ces études théoriques antérieures, en trouvant la solution complète des fluctuations globales et en cherchant à la vérifier sur le milieu multiplicateur constitué par Proserpine. De plus, nous déterminons une valeur de β_{eff} indépendamment de la connaissance des β_i, par une mesure de α en fonction de la réactivité.

Une vérification des coefficients α sera tentée par une série de mesures "α - Rossi". Cependant, cette technique, se prête mal à une pile à neutrons thermiques au plutonium.

2 - ETUDE THEORIQUE.

Afin de situer le problème dans son contexte physique, nous reprendrons la démonstration de la théorie élémentaire, selon la méthode de F. De Hoffmann (46). Puis, à partir des équations déduites par Courant et Wallace (47), nous étudierons les corrélations entre neutrons prompts et neutrons retardés.

Ces deux lois de distribution des fluctuations sont développées dans la théorie à un groupe, à l'aide des équations cinétiques indépendantes de l'espace.

R.P. Feynmann a étudié un modèle plus général, mais n'a pas publié ses résultats. Il a appliqué ses calculs au cas de Lopo (51), qui est très voisin de Proserpine. Il conclut que l'effet du spectre de neutrons ne modifie pas la théorie à un groupe, et que l'effet de géométrie finie apporte une correction de l'ordre de 1 %.

1 - Loi de distribution des fluctuations de la population totale de neutrons prompts :

Pour établir cette loi, les hypothèses simplificatrices suivantes seront admises :

(•) Cette appellation a été adoptée par les physiciens de Los Alamos, où, en 1944, le Professeur Bruno Rossi proposa l'expérience dans des conversations privées (56).

- neutrons monoénergétiques ;

- le lieu de naissance des neutrons n'affecte pas leur histoire future ;

- la détection des neutrons est isotrope

- l'échelle des temps est petite devant la période la plus courte des émetteurs de neutrons retardés.

Considérons la pile sous-critique, définie par un coefficient de multiplication des neutrons prompts K_p, une source poissonnienne de neutrons d'intensité S neutrons par seconde. Le taux moyen de production des neutrons par seconde est :

$$F = \frac{S}{1 - K_p}$$

où : $$K_p = (1 - \beta_{eff})\, k_{eff}$$

avec : $$K_p < 1$$

Si l'on exclut les neutrons provenant de la source, le taux moyen de production de neutrons prompts de fission est alors :

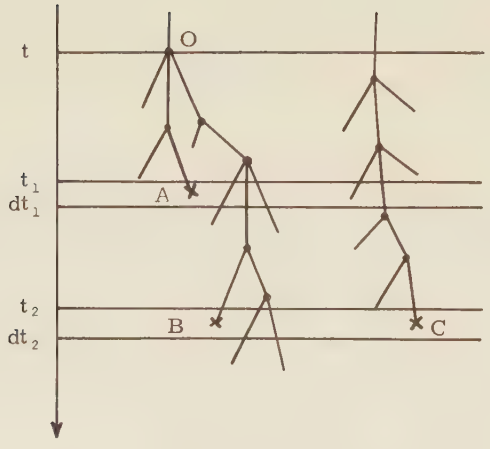
$$\frac{S}{1 - K_p} - S = F . K_p$$

L'équation d'évolution des neutrons prompts (N) peut s'écrire, si τ est leur temps de vie moyen dans la pile :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{K_p - 1}{\tau} N$$

Si N_o est la valeur au temps $t = 0$, on a :

$$N = N_o . e^{-\alpha t} \quad \text{où} \quad \alpha = \frac{1 - K_p}{\tau}$$



Les neutrons sont comptés avec un compteur ayant une réponse poissonnienne. Le taux de comptage moyen est proportionnel au taux moyen de pertes de neutrons, qui, en régime sous-critique, est égal au taux moyen de production. Nous appellerons efficacité cette constante de proportionnalité, et nous la désignerons par ε. Pendant un temps de comptage Δt, on enregistre en moyenne $< c >$ coups.

$$< c > = \varepsilon . F . \Delta t$$

Le symbole $< >$ représente la moyenne faite sur plusieurs comptages.

Calculons maintenant les paires de coups formées par un coup à $(t_1, t_1 + dt_1)$ et un coup à $(t_2, t_2 + dt_2)$. Elles sont de deux sortes :

- les paires "accidentelles" dues à un coup à $(t_1, t_1 + dt_1)$ provoqué par un neutron d'une famille, et un autre coup à $(t_2, t_2 + dt_2)$ provoqué par un neutron d'une autre famille. Sur le schéma ci-contre : paire A, C.

- les paires "couplées" dues à un coup à $(t_1, t_1 + dt_1)$ provoqué par un neutron

d'une famille, et un autre coup à $(t_2,\ t_2 + dt_2)$ provoqué par un neutron ayant un ancêtre commun avec le précédent. Sur le schéma ci-contre : paire A, B ancêtre commun le plus proche : O.

Nombre de paires "accidentelles".

C'est le produit de la probabilité de compter un neutron à t_2 dans dt_2, et de la probabilité de compter un coup à t_1 dans dt_1. D'après les définitions ci-dessus on a :

$$\text{Nombre de paires accidentelles} = \varepsilon . F\, dt_1 \times \varepsilon\, F\, dt_2 = \varepsilon^2 F^2 dt_1\, dt_2$$

Nombre de paires "couplées".

Seuls les neutrons issus de fission sont à retenir pour le calcul. Nous avons vu que le taux moyen de production des neutrons prompts de fission était égal à $F.K_p$.

La probabilité qu'il y ait une paire couplée formée d'un coup à $(t_1,\ t_1 + dt_1)$ et un coup à $(t_2, t_2 + dt_2)$ est le produit de quatre probabilités :

1 - Probabilité qu'une fission ait lieu à l'instant $(t,\ t + dt)$. Puisqu'une fission produit en moyenne $\bar{\nu}$ neutrons, cette probabilité est égale à :

$$\frac{F K_p}{\bar{\nu}}\ dt$$

2 - Probabilité que cette fission produise ν neutrons, soit :

$$P_\nu$$

3 - Probabilité qu'un neutron descendant de cette fission donne un coup à $(t_1,\ t_1 + dt_1)$.

A t_1, les ν neutrons seront devenus : $\nu . e^{-\alpha(t_1 - t)}$

Pendant le temps dt_1, ces neutrons seront perdus au taux de : $\nu . e^{-\alpha(t_1 - t)}\ \frac{dt_1}{\tau}$

La probabilité, qu'ils donnent lieu à un coup à $(t_1,\ t_1 + dt_1)$ est alors :

$$\varepsilon . \nu . e^{-\alpha(t_1 - t)}\ \frac{dt_1}{\tau}$$

4 - Probabilité qu'un autre neutron descendant de la même fission soit compté à $(t_2,\ t_2 + dt_2)$.

De la même façon on trouve :

$$\varepsilon . (\nu - 1)\, e^{-\alpha(t_2 - t)}\ \frac{dt_2}{\tau}$$

La probabilité qu'il y ait une paire "couplée" est alors :

$$\frac{\varepsilon^2 F K_p}{\bar{\nu}\tau^2} . P_\nu\ \nu(\nu - 1) . e^{-\alpha(t_2 + t_1 - 2t)}\ dt_1\, dt_2\, dt$$

Le nombre de paires "couplées" compté dans les intervalles de temps $(t_1,\ t_1 + dt_1)$ et $(t_2,\ t_2 + dt_2)$ est obtenu en intégrant sur la variable t de $-\infty$ à t_1 et en sommant sur la distribution des neutrons émis par fission :

$$\sum_\nu \int_{-\infty}^{t_1} \frac{\varepsilon^2 F K_p}{\bar{\nu}\tau^2} . P_\nu . \nu(\nu - 1) e^{-\alpha(t_2 + t_1)} . e^{2\alpha t}\ dt_1\, dt_2\, dt$$

soit :

$$\frac{\varepsilon^2 F K_p}{2\alpha\tau^2} . \frac{\bar{\nu}^2 - \bar{\nu}}{\bar{\nu}}\ e^{-\alpha(t_2 - t_1)}\ dt_1\, dt_2$$

Le nombre total de paires "accidentelles" et "couplées" qui arrivent à $(t_1,\ t_1 + dt_1)$, $(t_2,\ t_2 + dt_2)$ est donc :

$$\boxed{\text{Nombre de paires} = \varepsilon^2 F^2 dt_1\, dt_2 + \frac{\varepsilon^2 F K_p}{2\alpha\tau^2} . \frac{\bar{\nu}^2 - \bar{\nu}}{\bar{\nu}} . e^{-\alpha(t_2 - t_1)}\ dt_1\, dt_2} \qquad (24)$$

Cette équation peut être transformée de deux façons différentes, afin de mettre en évidence les fonctions mesurées par deux méthodes expérimentales pour l'étude des fluctuations.

1/ Méthode "α - Rossi".

2/ Méthode de la variance réduite.

1/ Méthode "α - Rossi".

Cette méthode consiste à étudier la décroissance des familles des neutrons prompts sur un intervalle de temps de l'ordre de $1/\alpha$. On décompose cet intervalle de temps en plusieurs portes (adjacentes ou non). Le sélecteur multicanaux utilisé à cet effet est déclenché par une impulsion d'un compteur à neutrons placé dans la pile. On mesure donc la probabilité de compter un coup à l'instant $(t, t + \Delta t)$ lorsqu'un coup a été compté à $t = 0$.

Δt est la largeur de la porte.

Si dans l'équation (24) on fait $t_1 = 0$, $t_2 = t$, et on divise chaque membre par le taux de comptage moyen, il reste la probabilité de compter un coup à t dans dt, lorsqu'un coup a été compté à $t = 0$, soit $P(t).dt$.

$$P(t).dt = \varepsilon F\,dt + \frac{\varepsilon K_p}{2\alpha\tau^2}.\frac{\overline{\nu^2} - \overline{\nu}}{\overline{\nu}}.e^{-\alpha t}\,dt \qquad (25)$$

2/ Méthode de la variance réduite.

Elle consiste à mesurer la moyenne et la variance des taux de comptage c d'un compteur de neutrons, pendant un intervalle de temps Δt (ouverture d'une porte). Δt peut varier de $1/100\,\alpha$ à $100\,\alpha$. Il résulte que dans l'intervalle de temps Δt, plusieurs paires ("accidentelles" et "couplées") vont se produire.

Il faut donc intégrer l'équation (24) de 0 à t_2 pour t_1 et de 0 à Δt pour t_2.

Nombre moyen de paires dans Δt :

$$= \int_{t_2=0}^{t_2=\Delta t}\int_{t_1=0}^{t_1=t_2} \varepsilon^2 F^2 dt_1\,dt_2 + \frac{\varepsilon^2 F K_p}{2\alpha\tau^2}.\frac{\overline{\nu^2} - \overline{\nu}}{\overline{\nu}}.e^{-\alpha(t_2 - t_1)}\,dt_1\,dt_2$$

Nombre moyen de paires dans Δt :

$$= \frac{\varepsilon^2 F^2 (\Delta t)^2}{2} + \frac{\varepsilon^2 F K_p}{2\alpha^2\tau^2}.\frac{\overline{\nu^2} - \overline{\nu}}{\overline{\nu}}\left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha\Delta t}}{\alpha\Delta t}\right)\Delta t \qquad (26)$$

Ce nombre de paires peut aussi être calculé à partir des taux de comptage c. C'est le nombre moyen de combinaisons deux à deux de c nombres, soit :

$$\left\langle \frac{c(c-1)}{2} \right\rangle$$

En égalisant ces deux expressions on a :

$$\left\langle \frac{c(c-1)}{2} \right\rangle = \frac{\varepsilon^2 F^2 (\Delta t)^2}{2} + \frac{\varepsilon^2 F K_p}{2\alpha^2\tau^2}.\frac{\overline{\nu^2} - \overline{\nu}}{\overline{\nu}}\left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha\Delta t}}{\alpha\Delta t}\right)\Delta t$$

En remarquant que $\langle c \rangle = \varepsilon F \Delta t$, il vient :

$$\frac{\langle c^2 \rangle - \langle c \rangle}{2} = \frac{\langle c \rangle^2}{2} + \frac{\langle c \rangle}{2}.\frac{\varepsilon K_p}{\alpha^2\tau^2}.\frac{\overline{\nu^2} - \overline{\nu}}{\overline{\nu}}\left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha\Delta t}}{\alpha\Delta t}\right) \qquad (27)$$

Si nous divisons chaque membre par $\frac{\langle c \rangle}{2}$ et grâce à la relation $\alpha = \frac{1 - K_p}{\tau}$ on trouve pour la variance réduite :

$$\frac{\langle c^2 \rangle - \langle c \rangle^2}{\langle c \rangle} = 1 + \frac{\varepsilon K_p}{(1 - K_p)^2}.\frac{\overline{\nu^2} - \overline{\nu}}{\overline{\nu}}.\left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha\Delta t}}{\alpha\Delta t}\right)$$

Le terme :

$$Y = \frac{\varepsilon K_p}{(1 - K_p)^2} \cdot \frac{\overline{\nu}^2 - \overline{\nu}}{\overline{\nu}} \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha \Delta t}}{\alpha \Delta t} \right)$$

représente l'écart à la loi de Poisson.

2 - Loi de distribution des fluctuations de la population totale des neutrons (prompts et retardés).

Pour faire intervenir les neutrons retardés, il faut reprendre les équations cinétiques indépendantes de l'espace :

$$\frac{dN}{dt} = S + \frac{K_p - 1}{\tau} N + \sum_i \lambda_i c_i$$

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\tau} N - \sum_i \lambda_i c_i$$

N : population totale de neutrons ;

S : source ;

c_i : densité d'émetteurs de neutrons retardés.

Courant et Wallace ont déduit, en appliquant le formalisme des fonctions génératrices de probabilité un ensemble d'équations différentielles pour les variances $\varphi_{NN}, \varphi_{N_i}, \varphi_{ij}$. Celles-ci sont les moments du second ordre de la loi de distribution de probabilité pour la population de neutrons.

1/ Equations différentielles pour les variances :

Si $P(N, C_1, C_2, \ldots t)$ est la probabilité qu'il y ait dans la pile, N neutrons, C_1 émetteurs de neutrons retardés de l'espèce 1, etc. φ_{NN} est défini par :

$$\varphi_{NN} = \sum_{N, c_i} N^2 . P(N, C_i, t) - \left[\sum_{N, c_i} N, P(N, C_i, t) \right]^2 \qquad (30)$$

$$= \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2$$

De même :

$$\varphi_{N_i} = \langle N C_i \rangle - \langle N \rangle \langle C_i \rangle$$

$$\varphi_{ij} = \langle C_i C_j \rangle - \langle C_i \rangle \langle C_j \rangle$$

Le système d'équations différentielles vérifié par les variances est alors :

$$\begin{aligned}
&(1 - K_p)\varphi_{NN} - \sum_i \varphi_{N_i} = \left[\frac{1}{2} f_{xx} + (1 - K_p) \right] \langle N \rangle \\
&- k\beta_i \varphi_{NN} + (1 - K_p + \varepsilon_i)\varphi_{N_i} - \sum_j \varepsilon_j \varphi_{ij} = \left[f_{xy_i} - 2k\beta_i \right] \langle N \rangle \qquad (31) \\
&- k\beta_i \varphi_{N_k} + k\beta_k \varphi_{N_i} + (\varepsilon_i + \varepsilon_k)\varphi_{ik} = \left[f_{y_i y_k} + 2k\beta_i \delta_{ik} \right] \langle N \rangle
\end{aligned}$$

où :

$$\varepsilon_i = \tau \lambda_i$$

$f_{xx}, f_{xy_i} \ldots$ représentent les dérivées d'une fonction génératrice de probabilité que nous allons bâtir maintenant.

2/ Fonction génératrice de probabilité f :

Courant et Wallace posent :

$$f(x, y_1, y_2 \ldots) = \sum_{n, m_i} p_{n m_1 m_2 \ldots} x^n y_1^{m_1} y_2^{m_2} \ldots$$

où $p_{n m_1 m_2 \ldots}$ est la probabilité qu'une capture entraine la formation de n neutrons prompts et m_i émetteurs de neutrons retardés de l'espèce i.

Pour évaluer $p_{n m_1 m_2 \ldots}$ nous allons analyser tous les phénomènes possibles lorsqu'une capture se produit, et écrire ces probabilités élémentaires.

Nous nous limiterons au cas où deux émetteurs de neutrons retardés au plus sont émis dans une fission.

- Capture sans fission : $1 - \frac{K_p}{\bar{\nu}}$

en prenant pour $\bar{\nu}$, le nombre moyen de neutrons prompts produits dans une fission.

- Capture avec fission : $\frac{K_p}{\bar{\nu}}$

- Fission avec émission de ν neutrons prompts et aucun émetteur de neutrons retardés :

$$\frac{K_p}{\bar{\nu}} P_\nu . (1 - \bar{\nu}\beta)$$

β étant défini comme le nombre total de neutrons retardés pour 1 neutron prompt.

- Fission avec émission de ν neutrons prompts et 1 émetteur d'espèce i.

$$\frac{K_p}{\bar{\nu}} P_\nu . \bar{\nu}\beta_i (1 - a_i^\nu)$$

a_i^ν est la probabilité des autres évènements possibles quand la fission a déjà donné ν neutrons prompts et un émetteur d'espèce i.

- Fission avec émission de ν neutrons prompts et 2 émetteurs d'espèce i et j.

$$\frac{K_p}{\bar{\nu}} P_\nu . \bar{\nu}\beta_i . \bar{\nu}\beta_{ij}^\nu . (1 - b_{ij}^\nu)$$

β_{ij}^ν est la probabilité qu'un émetteur d'espèce j soit émis quand la fission a déjà donné ν neutrons prompts et un émetteur d'espèce i.

b_{ij}^ν est la probabilité des autres évènements possibles quand la fission a déjà donné ν neutrons prompts, un émetteur d'espèce i et un émetteur d'espèce j.

Hypothèses simplificatrices :

Une étude complète des probabilités analysées ci-dessus n'a pas encore eu lieu à notre connaissance. Les différents termes a_i^ν, b_{ij}^ν β_{ij}^ν sont alors inconnus.

Nous allons supposer qu'il n'y a aucune corrélation entre les émissions de neutrons prompts et chaque espèce d'émetteur de neutrons retardés d'une part, et entre les différentes espèces d'émetteurs de neutrons retardés d'autre part.

Cette hypothèse, s'ajoutant à celle qui suppose un nombre maximum de deux neutrons retardés par fission, il vient :

$$\begin{aligned} a_i^\nu &= \beta_j \\ \beta_{ij}^\nu &= \beta_j \\ b_{ij}^\nu &= 0 \end{aligned}$$

La fonction génératrice de probabilité f s'écrit alors :

$$f(x, y_i, y_j) = 1 - \frac{K_p}{\bar{\nu}} + \frac{K_p}{\bar{\nu}} \sum_\nu P_\nu x^\nu \left[(1 - \bar{\nu}\beta) + \sum_{i,j} \bar{\nu}\beta_i y_i (1 - \bar{\nu}\beta_j) + \bar{\nu}\beta_i \bar{\nu}\beta_j y_i y_j\right] \quad (33)$$

On vérifie bien la propriété fondamentale :

$$f_{x=y=1} = 1$$

et on trouve pour les différentes dérivées :

$$(f_x)_{x=y=1} = K_\rho$$

$$(f_{xx})_{x=y=1} = K_\rho \frac{\overline{\nu}^2 - \overline{\nu}}{\overline{\nu}}$$

$$(f_{xy_i})_{x=y=1} = K_\rho \beta_i \overline{\nu}$$

$$(f_{y_i})_{x=y=1} = K_\rho \beta_i$$

$$(f_{y_i y_j})_{x=y=1} = K_\rho \overline{\nu} \beta_i \beta_j$$

3/ Passage à la variance mesurée sur un temps T :

On ne peut mesurer la variance que sur un intervalle de temps fini. Les équations écrites jusqu'alors ne sont vérifiées que par les variances φ_{nn}, φ_{n_j}, φ_{ij} de la population instantanée des neutrons. Courant et Wallace ont étudié l'effet sur les fluctuations :

- du temps de comptage ou largeur de la porte Δt (les auteurs l'appellent temps de résolution) ;
- du temps total que durent les mesures T.

Ils trouvent, pour la variance mesurée avec des portes de largeur Δt, pendant un temps total T, soit $\varphi_{nn}\Big/_T^{\Delta t}$:

$$\varphi_{nn}\Big/_T^{\Delta t} = \varphi_{nn}\Big/_\infty^{\Delta t} - \varphi_{nn}\Big/_\infty^{T}$$

où $\varphi_{nn}\Big/_\infty^{\Delta t}$ et $\varphi_{nn}\Big/_\infty^{T}$ sont les variances de la population de neutrons mesurées avec des portes de largeur Δt et T respectivement, le temps total que durent les mesures étant infini.

La relation qui lie $\varphi_{nn}\Big/_\infty^{\Delta t}$ à φ_{nn} et φ_{n_j} étant :

$$\varphi_{nn}\Big/_\infty^{\Delta t} = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{2\rho_s}{(\gamma_s \Delta t)^2}\left(\gamma_s \Delta t - 1 + e^{-\gamma_s \Delta t}\right)\left[\varphi_{nn} + \sum_{j=1}^{n} \frac{\lambda_j \varphi_{n_j}}{\lambda_j - \gamma_s}\right] \qquad (35)$$

Les paramètres γ_s sont les inverses des périodes des différentes composantes de la fluctuation et sont déduites de la relation $\rho = f(T)$:

$$\rho = \frac{\tau}{T} + \sum_i \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T}$$

qui peut s'écrire, en introduisant K_ρ et en remplçant T par $1/\gamma$:

$$\gamma = \frac{1 - K_\rho}{\tau} - \frac{K_\rho}{\tau} \sum_i \frac{\lambda_i \beta_i}{\lambda_i - \gamma} \qquad (36)$$

Les coefficients ρ_s sont les coefficients des composantes de la fluctuation et sont donnés par :

$$\rho_s = \frac{\gamma_s \tau}{(1 - k) + k \sum_i \frac{\beta_i}{\left(1 - \frac{\lambda_i}{\gamma_s}\right)^2}} \qquad (37)$$

4/ Passage à la variance déduite des taux de comptage C :

Le taux de comptage C pendant un temps Δt est relié à la quantité de neutrons perdus n pendant ce temps qui est égal à :

$$n = \int_0^{\Delta t} \frac{N}{\tau}\, dt = \overline{N} \cdot \frac{\Delta t}{\tau} \qquad (38)$$

où $\overline{N}$ représente la moyenne de la population de neutrons sur un temps Δt. Cette moyenne est la résultante de toutes les familles de neutrons qui croissent et décroissent pendant ce temps. Pour le nombre très

important de familles présentes dans une pile, $\bar{N}$ est indépendant de t. On a même $\bar{N} \neq N$. La variance des neutrons perdus est alors :

$$\varphi_{nn}\Big|_T^{\Delta t} = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 = \left(\frac{\Delta t}{\tau}\right)^2 \left[\langle \bar{N}^2 \rangle - \langle \bar{N} \rangle^2 \right]$$

où $\langle\ \rangle$ représente la moyenne sur les différentes mesures ;

Δt : temps de résolution ou de comptage ;

T : temps de mesure.

Si le temps de mesure est suffisamment long, on peut le supposer infini et $\varphi_{nn}\Big|_T^{\Delta t} = \varphi_{nn}\Big|_\infty^{\Delta t}$. En remplaçant n par sa valeur, trouvée à l'équation (38) :

$$\varphi_{nn}^{\Delta t} = \left(\frac{\Delta t}{\tau}\right)^2 \varphi_{\bar{N}\bar{N}}^{\Delta t}$$

et :

$$\frac{\varphi_{nn}^{\Delta t}}{\langle n \rangle} = \frac{\varphi_{\bar{N}\bar{N}}^{\Delta t}}{\langle \bar{N} \rangle} \frac{\Delta t}{\tau}$$

Le nombre de neutrons comptés s'exprime à partir de l'efficacité :

$$C = \varepsilon\, n$$

Après un calcul simple on trouve (49) :

$$\frac{\varphi_{cc}^{\Delta t}}{\langle c \rangle} = 1 + \varepsilon \left[\frac{\varphi_{nn}^{\Delta t}}{\langle n \rangle} - 1 \right]$$

En utilisant l'équation (35) ci-dessus on a :

$$\frac{\varphi_{cc}^{\Delta t}}{\langle c \rangle} = \frac{\langle c^2 \rangle - \langle c \rangle^2}{\langle c \rangle} = 1 + \varepsilon \left[\frac{\Delta t}{\tau} \frac{\varphi_{\bar{N}\bar{N}}^{\Delta t}}{\langle \bar{N} \rangle} - 1 \right] \qquad (39)$$

ou :

$$\frac{\langle c^2 \rangle - \langle c \rangle^2}{\langle c \rangle} = 1 + \varepsilon \sum_s Y_s$$

avec : $Y_s = K_s \cdot f_s(\Delta t)$ $\quad f_s(\Delta t) = 1 - \dfrac{1 - e^{-\gamma_s \Delta t}}{\gamma_s \Delta t}$ $\quad K_s = \dfrac{2\rho_s}{\tau \gamma_s} \left[\dfrac{\varphi_{\bar{N}\bar{N}}}{\langle \bar{N} \rangle} + \sum_i \dfrac{\lambda_i \varphi_{N_i}}{(\lambda_i - \gamma_s) \langle \bar{N} \rangle} \right]$

Chaque terme de la somme est relative à une famille de neutrons retardés, la 6ème composante étant relative aux neutrons prompts.

5/ Résultats des calculs - Courbes d'erreur.

Avec les constantes de Proserpine, mesurées par ailleurs on a résolu le système d'équations différentielles sur le calculateur Mercury. Deux cas ont été retenus suivant qu'on néglige ou non les corrélations entre neutrons retardés :

$$f_{y_i y_j} = 0 \qquad \text{ou} \qquad f_{y_i y_j} \neq 0$$

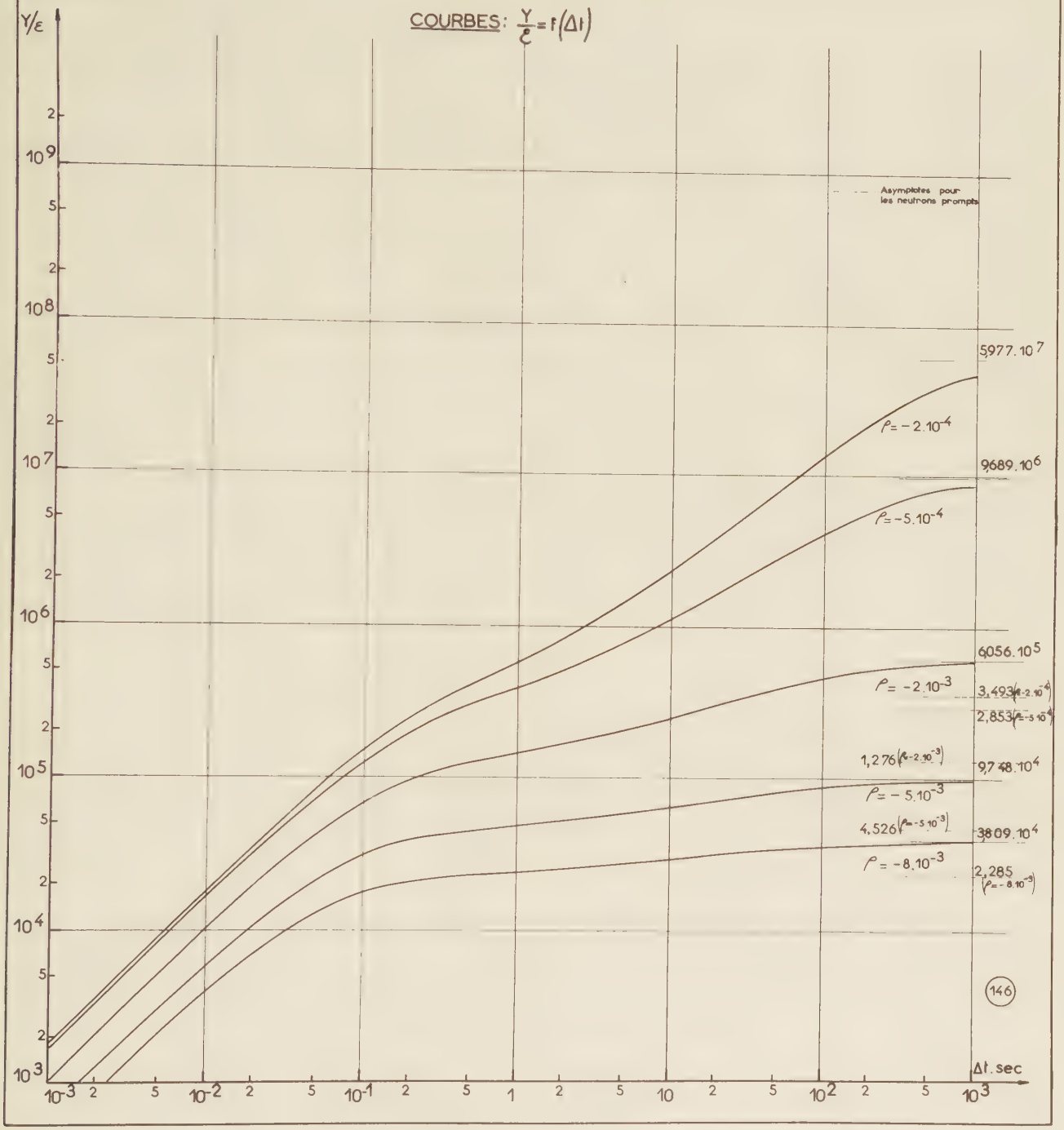
Les racines γ_s ont été obtenues en écrivant un autocode avec itération à pas variable.

Sur la figure 37 on a porté Y/ε en fonction du temps de comptage pour différents états sous-critiques. Pour chacune de ces réactivités, on a calculé les asymptotes des mêmes courbes obtenues en négligeant les neutrons retardés.

L'écart entre les deux théories, avec et sans neutrons retardés, est d'autant plus grand qu'on se rapproche de l'état critique et que les temps de comptage sont longs.

La contribution de chacune des espèces de neutrons apparaît sur la figure 38 où l'on a porté les K_s en fonction de la réactivité. Les différents K_s croissent avec la réactivité, en restant du même ordre de grandeur sauf pour K_0 et K_6. Loin de l'état critique K_6 est le plus grand et seuls les neutrons prompts interviennent. Près de l'état critique, au contraire K_0 est le plus grand des K_s.

Figure n° 37


COURBES: $\frac{Y}{\epsilon} = f(\Delta t)$
Y/ε
Asymptotes pour les neutrons prompts
5977.10^7
ρ = −2.10^-4
9689.10^6
ρ = −5.10^-4
6056.10^5
ρ = −2.10^-3
3,493 (ρ=-2.10^-4)
2,853 (ρ=-5.10^-4)
1,276 (ρ=-2.10^-3)
9748.10^4
ρ = −5.10^-3
4,526 (ρ=-5.10^-3)
3809.10^4
ρ = −8.10^-3
2,285 (ρ=-8.10^-3)
(146)
Δt. sec

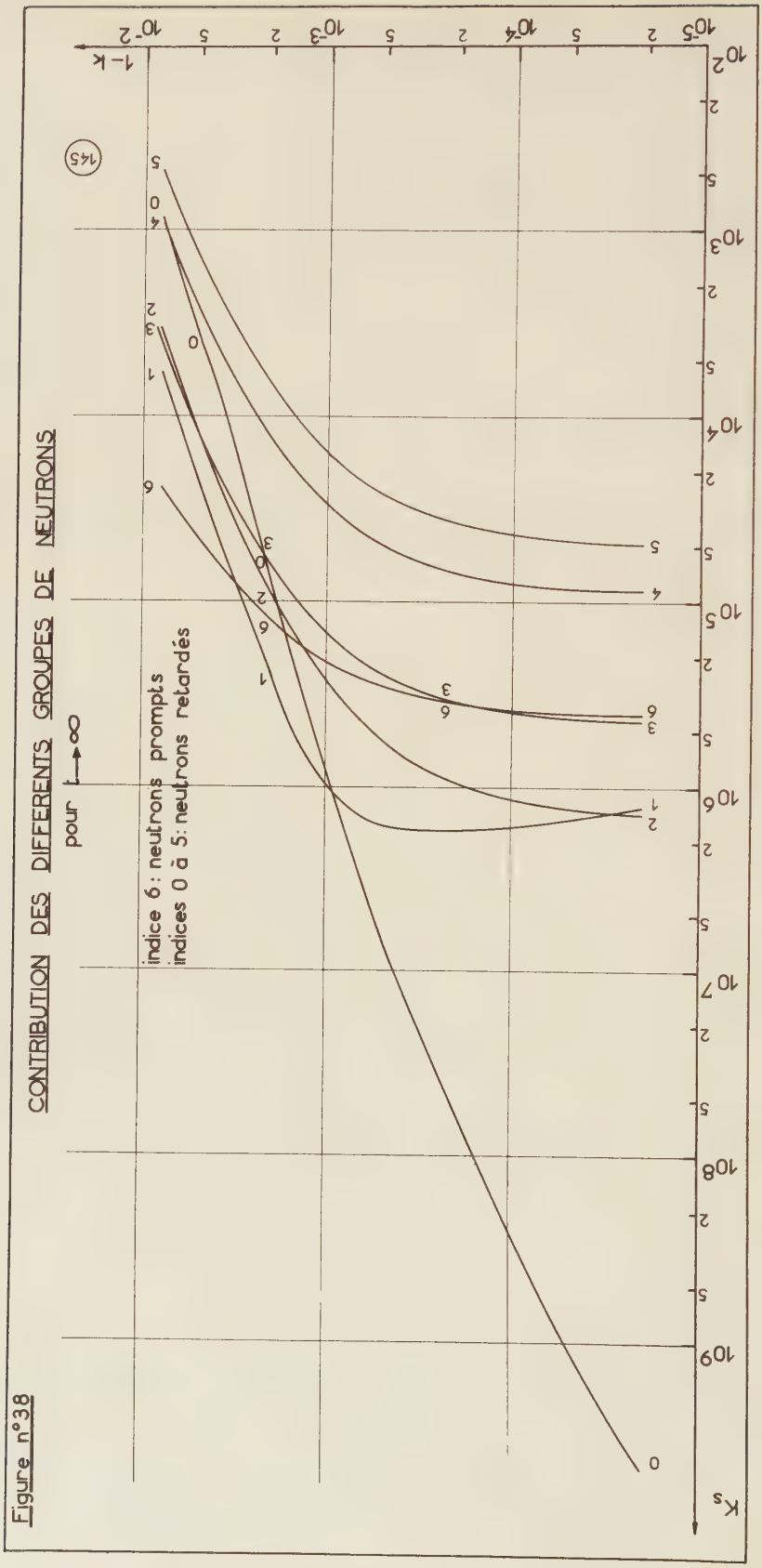

CONTRIBUTION DES DIFFERENTS GROUPES DE NEUTRONS
pour t → ∞
indice 6 : neutrons prompts
indices 0 à 5 : neutrons retardés
(145)
1 - k
K_s
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
10^{-5}
10^{2}
10^{3}
10^{4}
10^{5}
10^{6}
10^{7}
10^{8}
10^{9}

Figure n°38

L'erreur que l'on fait en négligeant les neutrons retardés et déduite à partir de ces courbes, est donnée sur la figure 39 en fonction de la réactivité et du temps de comptage. L'intervalle de temps où l'erreur relative est constante est d'autant plus petit que l'on est près de l'état critique. Nous verrons plus loin que ces courbes nous ont permis de corriger les résultats expérimentaux pour ajuster α.

3 - ETUDE EXPERIMENTALE.

Pour mesurer la variance avec une bonne précision, il est nécessaire d'enregistrer plusieurs centaines (•) de nombres. Outre le travail fastidieux représenté par le relevé et les calculs sur près d'un million de nombres, les erreurs dues aux expérimentateurs sont très élevées. Déjà, Luckow (49), qui fit ses relevés manuels sur 200 nombres, signalait le grand intérêt de rendre automatique l'expérience.

Nous décrirons brièvement les solutions retenues. Elles ont cherché à rendre minimum le temps d'enregistrement des comptages. Le dépouillement se faisant ensuite à une cadence normale. Nous voulions aussi, moyennant des modifications de liaison, utiliser le même appareillage pour la mesure α Rossi.

1 - Mesures de la variance réduite en fonction de T et K_p :

1/ Appareillage :

- Compteurs : La théorie nous a montré qu'il fallait une efficacité de comptage aussi grande que possible. Si cette efficacité est trop petite, on a peu de chance de détecter deux neutrons provenant d'une même famille. En d'autres termes, le prélèvement statistique est insuffisant pour mesurer des corrélations.

Malheureusement il n'a pas été possible de modifier les canaux expérimentaux de Proserpine pour cette mesure. Au plus on a utilisé six compteurs :

- deux plongeant dans la solution et introduits par les deux tubes verticaux de 19 mm de diamètre ;

- quatre, placés dans la glucine contre la cuve par les quatre canaux radiaux (ϕ 10 et 20 mm).

A chaque gamme de réactivité correspondait une série de compteurs (chambre à fission près de l'état critique, compteurs BB, puis compteurs 5EB 40 au fur et à mesure qu'on s'éloignait de l'état critique). Les impulsions provenant des six compteurs après passage dans un préamplificateur, étaient mélangées dans un amplificateur. Nous supposerons ensuite que nous n'avons à faire qu'à un seul compteur. Les nombres enregistrés devant être au plus de trois chiffres, il a été nécessaire de les diviser par 10, 100 ou 1000 pour les temps de comptage longs.

- Enregistrement :

a) Photographique (52) :

Les impulsions du compteur étaient distribuées à huit échelles. Chacune était déclenchée "au hasard" par une impulsion provenant d'un compteur Geiger, puis comptait pendant un temps T. La largeur de la porte était définie en divisant les impulsions d'un générateur à quartz à 100 kilocycles.

Les néons des huit échelles étaient groupés sur un tableau unique. Une caméra "Camématic" à déclenchement vue par vue, permettait de fixer sur chaque image les comptages de quatre échelles, pendant que les quatre autres comptaient. La cadence maximum de prise de vue pouvait atteindre 11 vues/seconde.

b) Magnétique (52) :

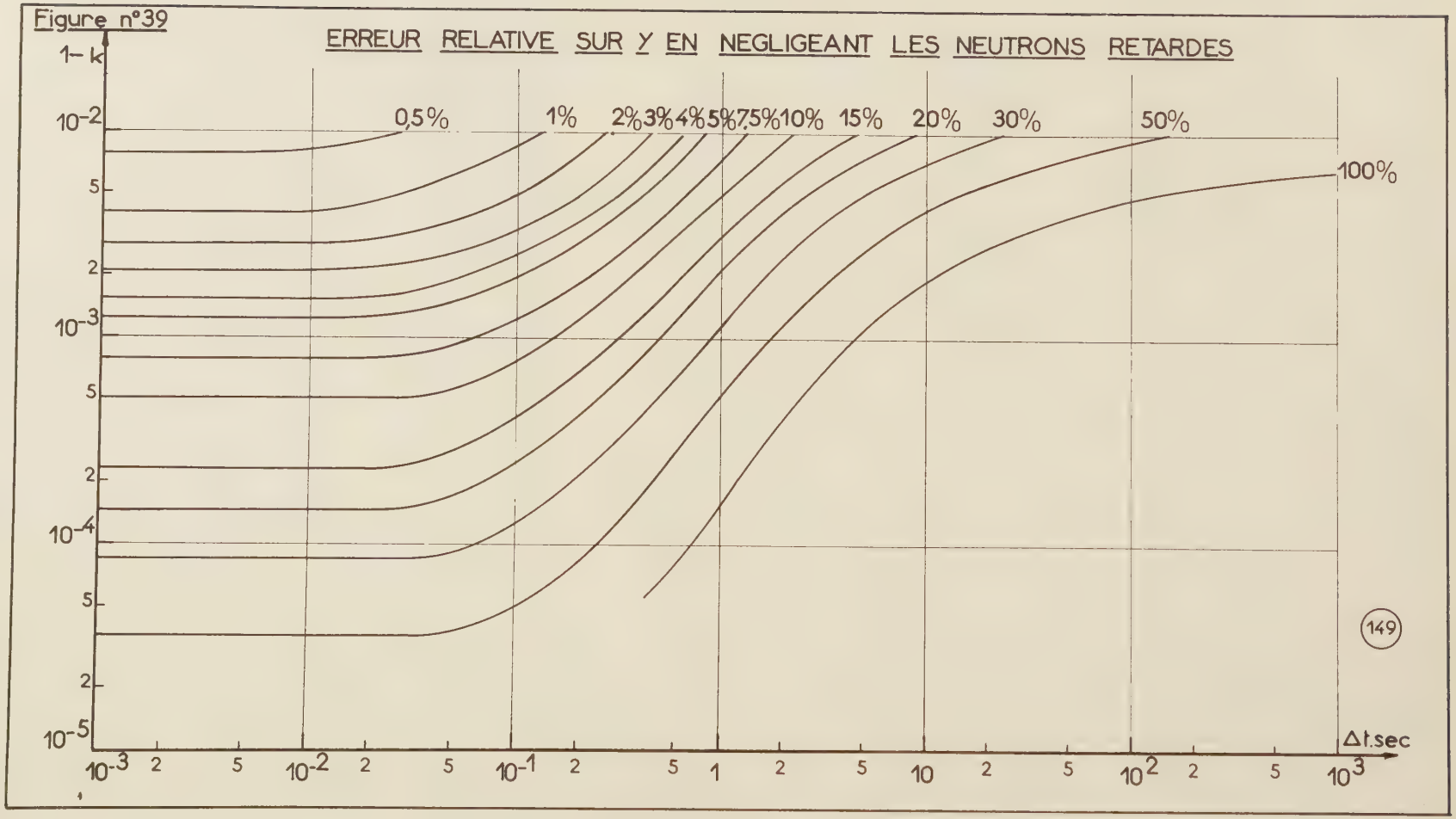
Les bascules d'une échelle de comptage attaquent par l'intermédiaire d'amplificateurs, une tête magnétique à 12 pistes d'une platine à démarrage rapide de la CdC.

Le même dispositif de déclenchement de l'échelle est utilisé et la largeur variable de la porte est obtenue de la même façon que précédemment.

Le découpage des portes utilise le même dispositif que précédemment.

(•) Mc Cullough (59) calcule que la précision obtenue est pour m comptages : $\frac{\delta(1+Y)}{1+Y} = \sqrt{\frac{2}{m}}$.

Figure n°39


ERREUR RELATIVE SUR Y EN NEGLIGEANT LES NEUTRONS RETARDES
1- k
0,5%
1%
2%
3%
4%
5%
7,5%
10%
15%
20%
30%
50%
100%
149
Δt sec

- Dépouillement (*) :

a) Photographique :

Le film développé en positif est projeté sur un panneau identique à celui de la prise de vues, où les néons sont remplacés par des photorésistances. La caméra est encore utilisée pour la projection vue par vue, le chargeur faisant place à un projecteur de 750 watts.

Les tensions des photorésistances sont analysées par des commutateurs électromécaniques SFAT, qui commandent une machine OLIVETTI T2CL. Cette machine téléimprimeur perfore une bande télétype en code international, en même temps qu'elle frappe en clair les nombres perforés.

b) Magnétique :

La bande magnétique est analysée par une tête de lecture à 12 pistes. Après amplification, la lecture est transférée dans une mémoire à relais, analysée comme précédemment par un ensemble SFAT.

2/ Résultats :

Les bandes télétypes obtenues sont analysées sur les calculateurs IBM 650 ou Mercury. Le programme a été écrit pour donner la variance, le nombre de comptages, la valeur moyenne.

Pour vérifier l'appareillage, des mesures préalables ont été faites sur une source Poissonnienne. Le réglage était poursuivi tant que les résultats s'écartaient de la plage d'erreur permise.

a) Gamme de réactivité couverte :

La gamme de réactivité explorée s'étendait de l'état critique à - 800 pcm. Peu de points ont pu être faits près de l'état critique, car si les variances sont plus élevées en valeur absolue, les compteurs utilisés à leur cadence maximum, 80 000 coups/minute, n'avaient qu'une très faible efficacité. De plus, l'accumulation des produits de fission entrainait une dérive lente dans la densité de neutrons par production de photoneutrons.

Pour les états très sous-critiques, le taux de comptage moyen était alors trop faible avec la source formée par les réactions $O^{18}(\alpha, n)Ne^{21}$. D'autre part, les corrélations variant sensiblement comme $\left(\frac{1}{1 - K_p}\right)^2$ leur amplitude devient trop faible pour qu'une vérification sérieuse de la théorie soit possible.

Le tableau XXII résume les réactivités où des mesures furent faites et les compteurs utilisés avec leur emplacement.

Tableau XXII

Tableau récapitulatif des manipulations

n° manipulation	Réactivité (en 10^{-5})	Compteurs utilisés	Place des compteurs	Plage explorée $t_{initial}$ t_{final} (en sec)
102 à 106	- 34	3C.F. 1cm+1P.CF		0,010 10
413 à 425	- 50	4 BB	graphite à 38 cm de cuve	0,001 0,100
400 à 412	- 100	4 BB	" "	0,003 0,100
127 à 159	- 140	5 BB		0,002 10
319 à 363	- 200	4 BB	contre cuve	0,002 240
364 à 380	- 200	3 BB	graphite à 38 cm de cuve	0,004 0,100
160 à 188	- 240	5 BB	" "	0,006 10
437 à 446	- 250	4 BB		0,010 0,100
189 à 216	- 365	5 BB		0,006 10
482 à 498	- 400	3 BB+2 (5EB 40)		0,001 0,400
244 à 260	- 420	3 BB+2 (5EB 40)		0,002 50
460 à 481	- 500	3 BB+2 (5EB 40)		0,001 1
261 à 276	- 565	3 BB+2 (5EB 40)		0,010 80
499 à 518	- 600	3 BB+2 (5EB 40)		0,002 1
277 à 318	- 790	3 BB+2 (5EB 40)		0,006 100

(*) Un certain nombre de mesures pour des portes de longue durée, ont été faites en analysant directement les bascules des échelles de comptage.

b) Amplitude de Y :

Pour chaque réactivité, on explorait une gamme de portes s'étendant au plus de 1 milliseconde à 240 secondes. Le nombre de comptages effectués pour chaque porte était généralement 800 ou 2 000. Les erreurs relatives étaient respectivement 5 et 3 pour cent. Les résultats expérimentaux sont portés sur les figures 40 à 47 avec les courbes théoriques correspondantes du paragraphe 2.2.4.

L'importance des corrélations, neutrons prompts, neutrons retardés, est bien vérifiée (on a porté sur les figures 40 et 41 la courbe correspondant aux seuls neutrons prompts). Tous les points expérimentaux s'accordent avec la courbe théorique, résultant de nos calculs.

Luckow avait obtenu de bons résultats avec la formule simplifiée sur ZPR-IV et ZPR-V. Ceci s'explique, car le temps de vie plus court et la valeur de β_{eff} plus grande, conduisent à donner la prépondérance aux corrélations entre neutrons prompts pour la gamme de temps étudiée (0,001 à 1 seconde). Il faut cependant noter que Luckow a trouvé quelques points placés nettement au-dessus de sa courbe. Il est hors de doute qu'ils correspondent à l'apparition de l'influence des neutrons retardés.

3/ Ajustement des paramètres :

Nous nous proposons de déduire le temps de vie des neutrons prompts à partir des mesures de variance pour les temps courts.

1/ Méthode de dépouillement :

Les points expérimentaux sont corrigés pour tenir compte de l'erreur systématique qu'introduisent les neutrons retardés. Les valeurs corrigées Y_c vérifient alors l'équation :

$$Y_c = \frac{\varepsilon K_p}{(1 - K_p)^2} \cdot \frac{\overline{\nu}^2 - \overline{\nu}}{\overline{\nu}} \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha \Delta t}}{\alpha \Delta t}\right)$$

Posons :

$$\frac{\varepsilon K_p}{(1 - K_p)^2} \cdot \frac{\overline{\nu}^2 - \overline{\nu}}{\overline{\nu}} = Z$$

et le terme entre parenthèses f(t) :

$$Y_c = Z . f(t)$$

Un programme d'ajustement par moindres carrés donnait alors Z et α. En fait ce programme avait une convergence très rapide, mais le retrait de quelques points entrainait une dispersion sensible pour α. Par contre les valeurs de Z restaient excellentes.

C'est pourquoi nous avons déduit la valeur finale de α un peu différemment.

Pour les temps courts, on remarque que Y est proportionnel à t. Si on développe $e^{-\alpha t}$ jusqu'au 2ème ordre, Y_c devient :

$$Y_c = Z . \frac{\alpha}{2} . t$$

La pente de cette droite peut être déterminée très précisément ; connaissant cette pente et Z, on en déduit facilement α.

2/ Evaluation de α :

Pour chaque réactivité sont reportées dans le tableau XXIII :

- les valeurs de Z_d et α_d ajustées sur les résultats expérimentaux, avant correction pour l'effet des neutrons retardés ;
- les valeurs de Z_c et α_c ajustées après correction pour tenir compte de cet effet ;
- les valeurs de α calculées à partir de $\frac{Y}{t}$ et Z_c.

Ces dernières sont portées sur la figure 48 en fonction de la réactivité.

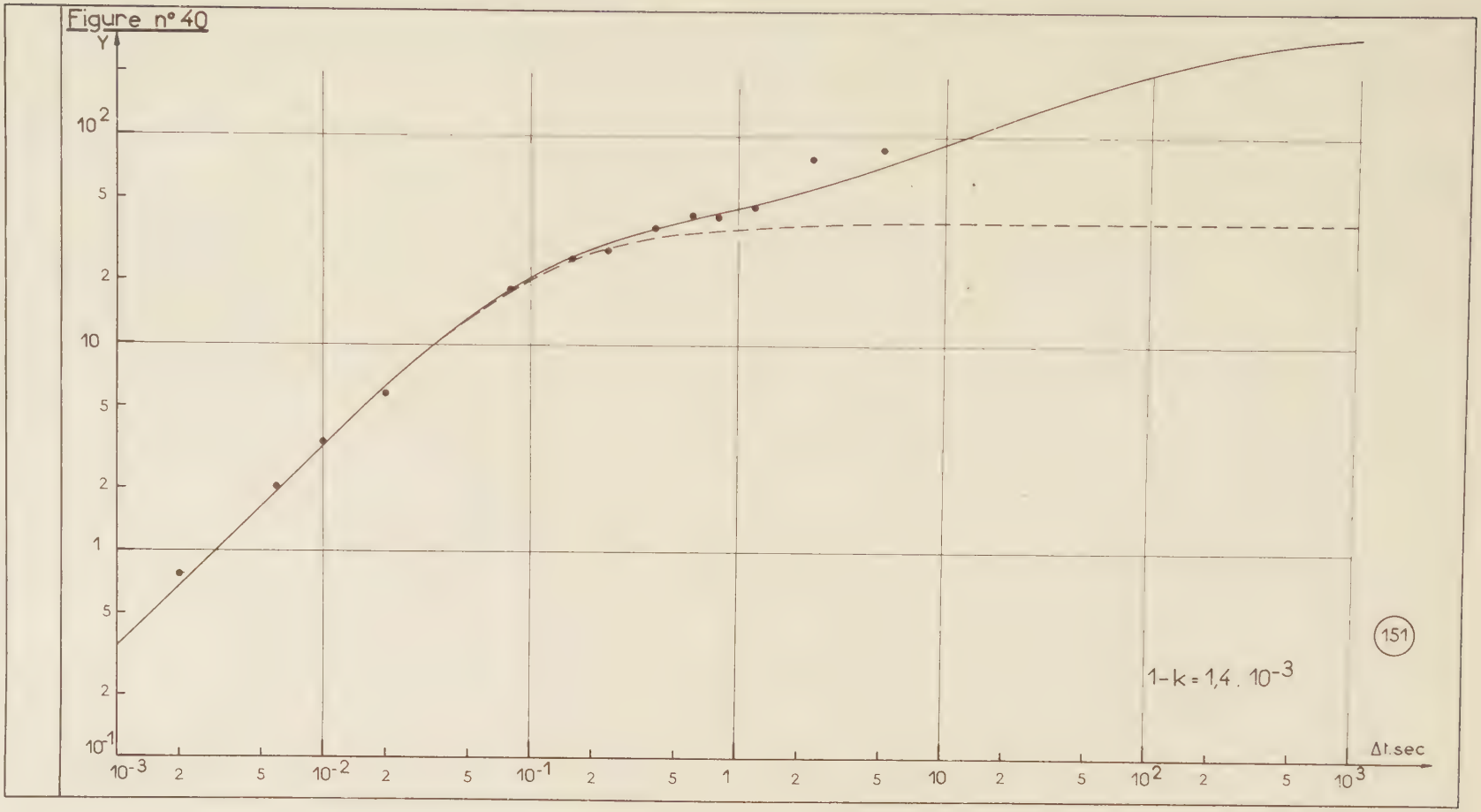


Figure n° 40
Y
10^2
5
2
10
5
2
1
5
2
10^{-1}
10^{-3}
2
5
10^{-2}
2
5
10^{-1}
2
5
1
2
5
10
2
5
10^2
2
5
10^3
Δt sec
151
1-k = 1,4 . 10^{-3}

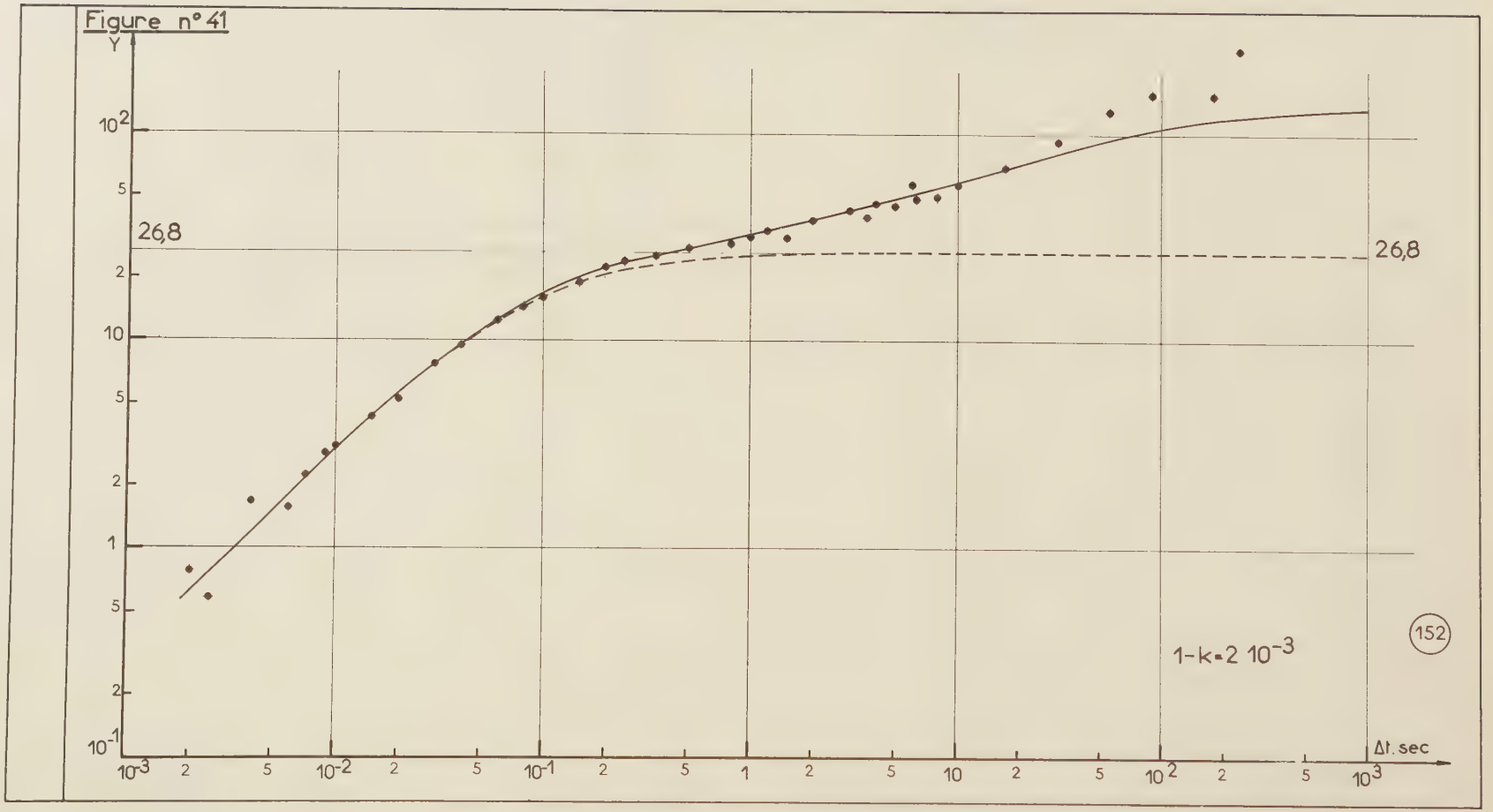


Figure n° 41
Y
10^2
5
26,8
2
10
5
2
1
5
2
10^{-1}
26,8
1-k=2 10^{-3}
152
Δt. sec
10^{-3} 2 5 10^{-2} 2 5 10^{-1} 2 5 1 2 5 10 2 5 10^2 2 5 10^3

Figure n°42

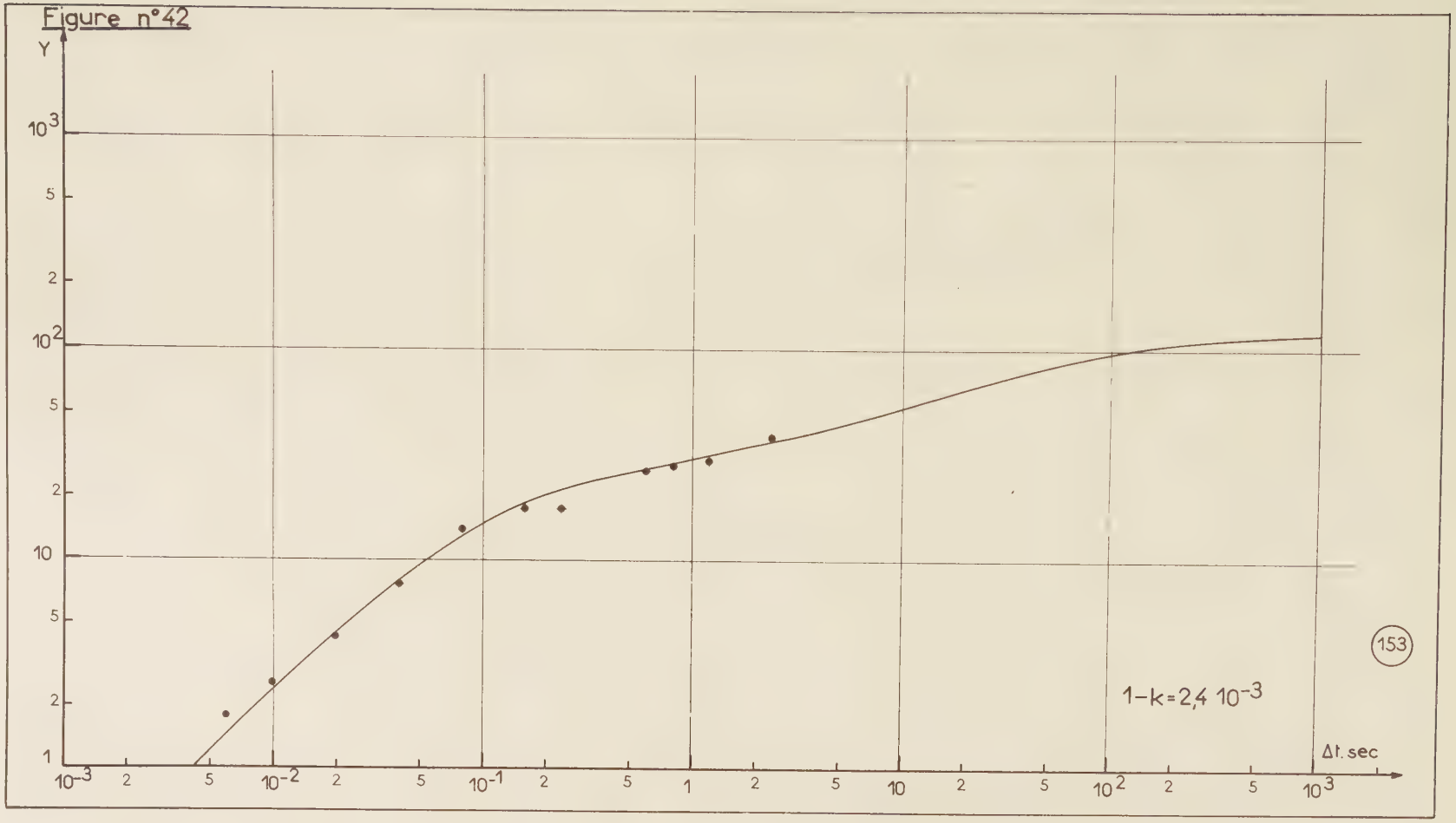

Y
10^3
5
2
10^2
5
2
10
5
2
1
10^{-3} 2 5 10^{-2} 2 5 10^{-1} 2 5 1 2 5 10 2 5 10^2 2 5 10^3
Δt. sec
153
$1-k=2{,}4\ 10^{-3}$

Figure n°43

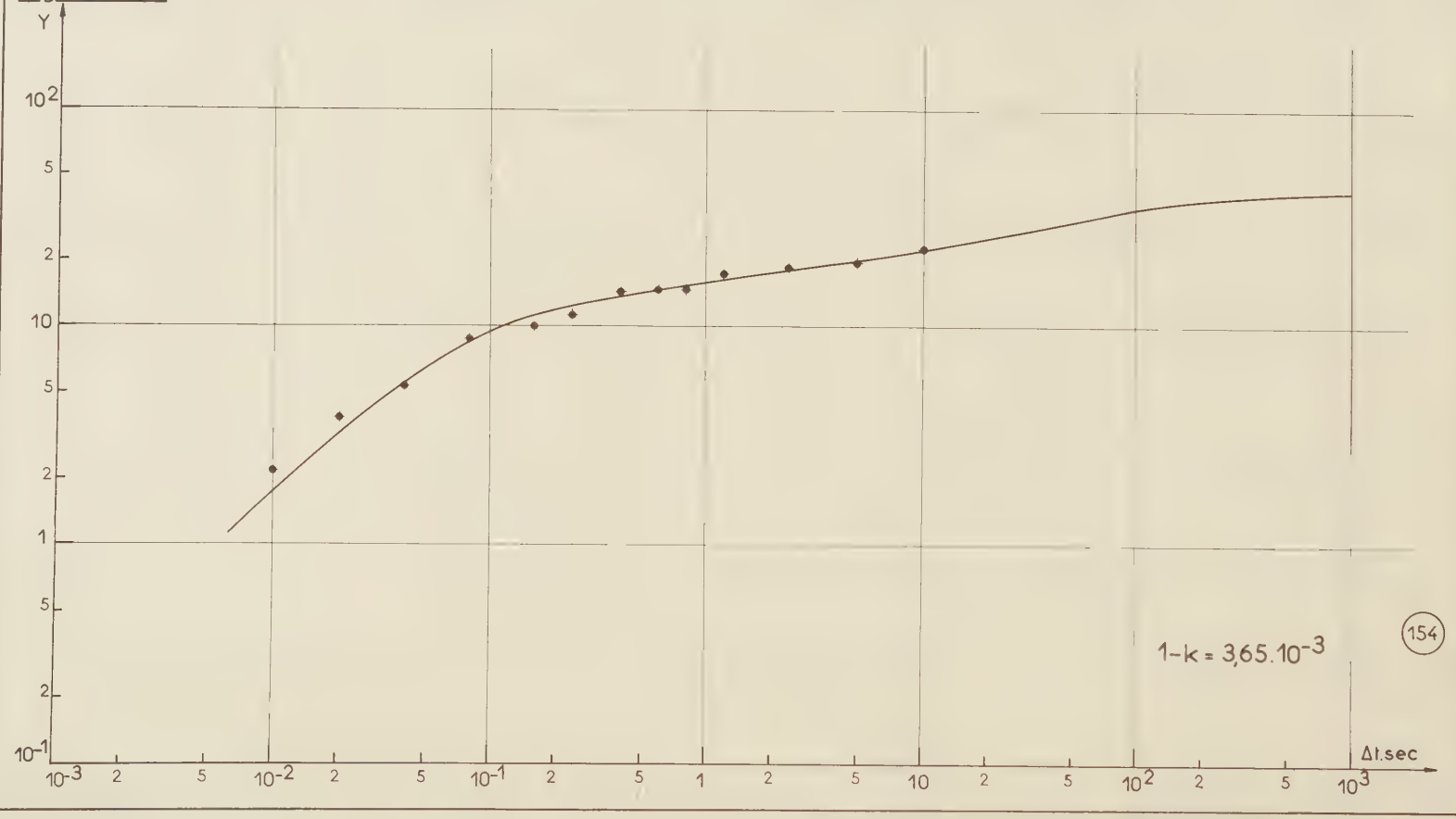

Y
10²
5
2
10
5
2
1
5
2
10⁻¹
10⁻³ 2 5 10⁻² 2 5 10⁻¹ 2 5 1 2 5 10 2 5 10² 2 5 10³
Δt.sec
1-k = 3,65.10⁻³
154

Figure n°44

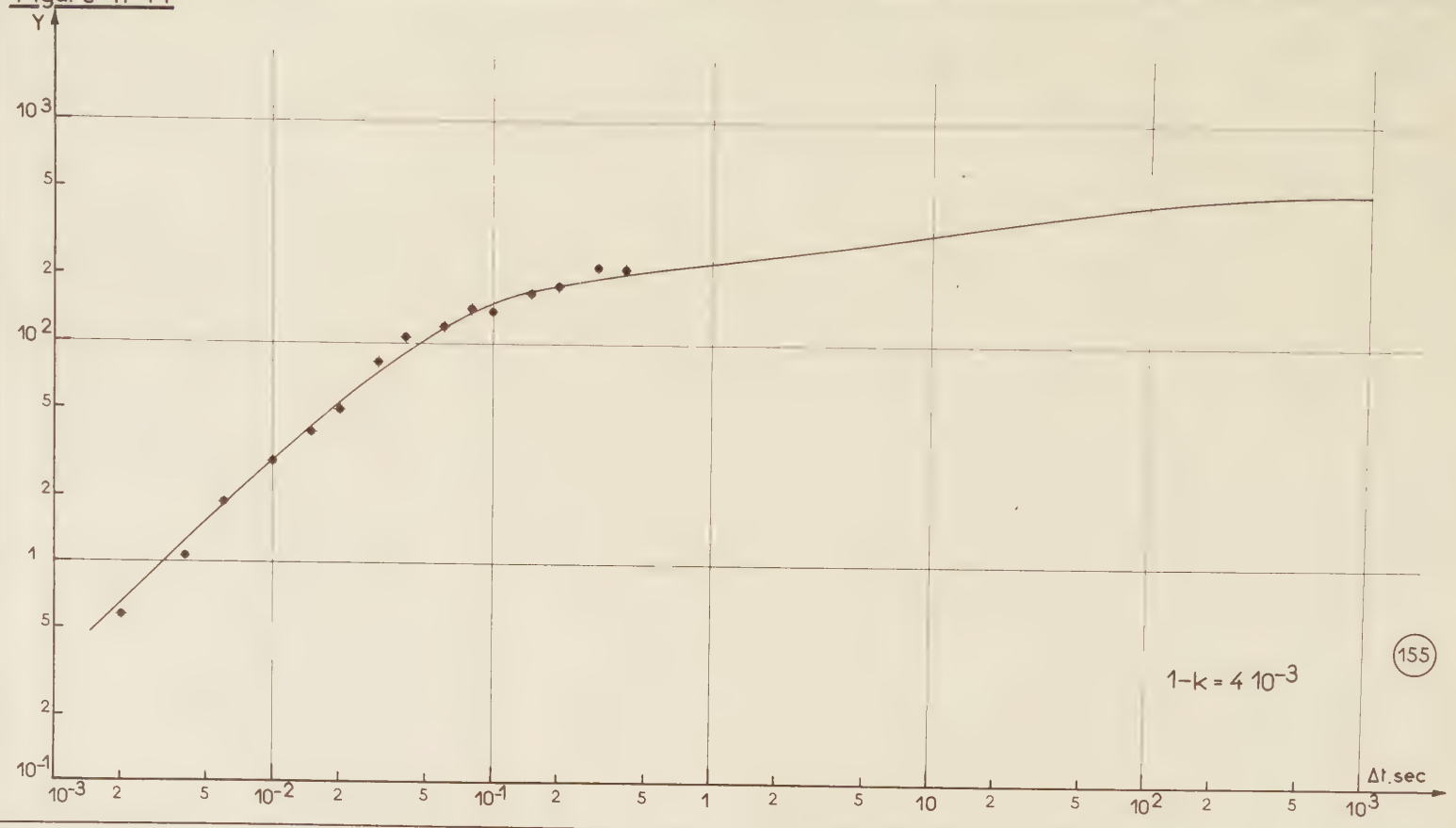

Y
10 3
5
2
10 2
5
2
1
5
2
10-1
10-3 2 5 10-2 2 5 10-1 2 5 1 2 5 10 2 5 10 2 2 5 10 3
Δt.sec
1-k = 4 10-3
155

Figure n°45

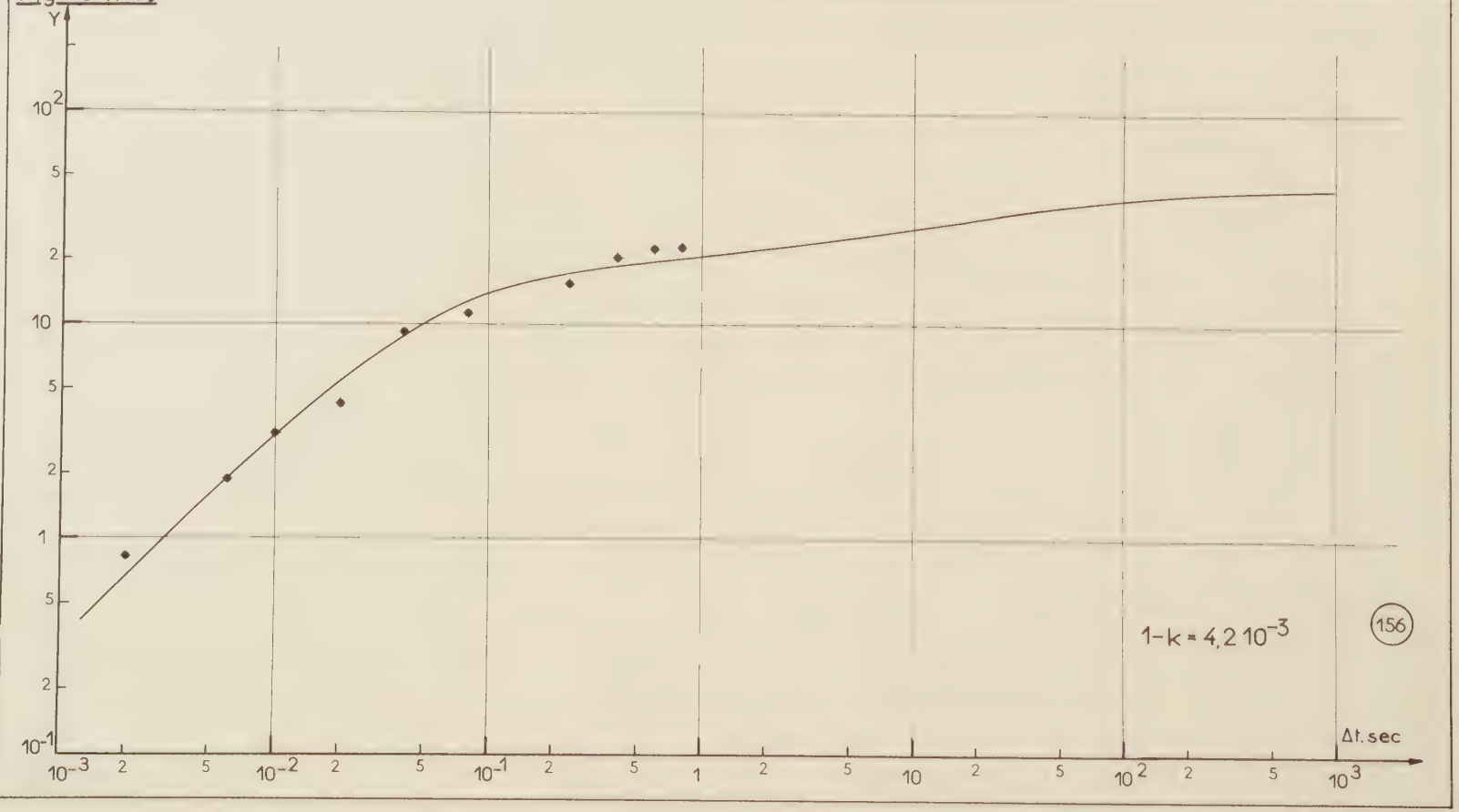

Y
10^2
5
2
10
5
2
1
5
2
10^{-1}
10^{-3} 2 5 10^{-2} 2 5 10^{-1} 2 5 1 2 5 10 2 5 10^2 2 5 10^3
Δt. sec
$1-k = 4,2\ 10^{-3}$
156

Figure n° 46

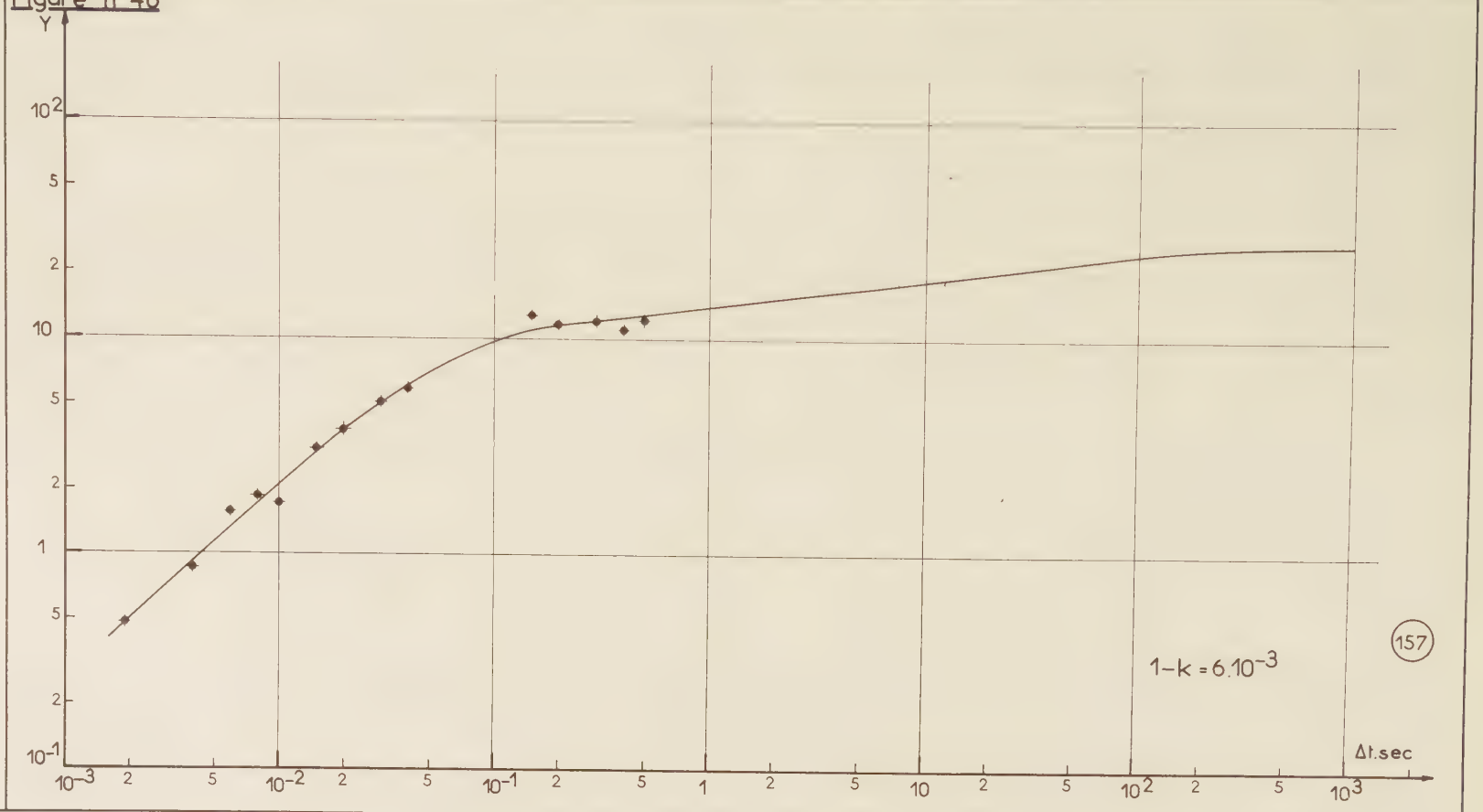

Y
10^2
5
2
10
5
2
1
5
2
10^{-1}
10^{-3} 2 5 10^{-2} 2 5 10^{-1} 2 5 1 2 5 10 2 5 10^2 2 5 10^3
Δt.sec
$1-k = 6.10^{-3}$
157

Figure n°47
Y
10^{-2}
5
2
10
5
2
1
5
2
10^{-1}
2
5
10^{-2}
2
5
10^{-3}
2
5
1
2
5
10
2
5
10^{2}
2
5
10^{3}
Δt sec
1-k=7,9.10^{-3}
(163)

Figure n°48

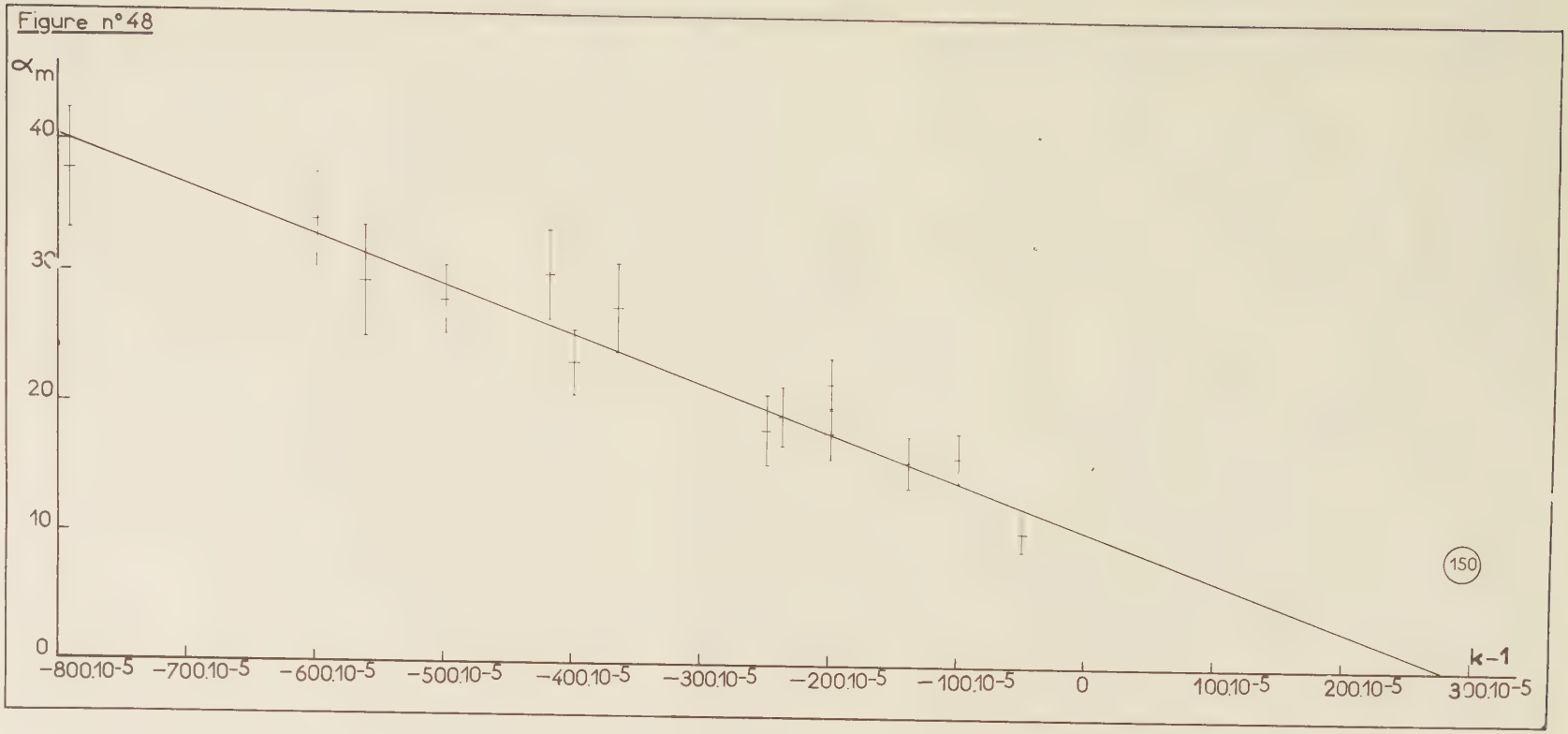

α_m
40
30
20
10
0
−800.10-5
−700.10-5
−600.10-5
−500.10-5
−400.10-5
−300.10-5
−200.10-5
−100.10-5
0
100.10-5
200.10-5
300.10-5
k−1
150

Tableau XXIII

Tableau récapitulatif des résultats d'ajustement α et Z.

n° manipulation	Réactivité	Ajustement direct		Ajustement corrigé		Ajustement final	
		Zd	αd	Zc	αc	$(Y/t)_c$	αm
102 à 126	- 34						
413 à 425	- 50	12,84	11,07	11,81	10,72	61,8	10,4
400 à 412	- 100	10,75	15,9	8,95	18,3	74,5	16,15
127 à 159	- 139	47,2	11,7	41	12,9	323	15,8
319 à 363	- 200	24,05	27	26,8	20,9	293	21,8
364 à 380	- 200	3,91	21	3,64	21,6	32	18
160 à 188	- 238	31,54	28	25,93	11,7	250	19,3
437 à 446	- 250	5,15	19,6	4,88	20,26	44,4	18,2
189 à 216	- 366	19,15	11,1	14,46	23,48	199	27,52
482 à 498	- 400					259	
244 à 260	- 420	22,3	21,9	20,73	24,3	310	29,9
460 à 481	- 500	16,2	30,1			211	
261 à 276	- 563	14,26	27,4	13,66	28,69	201	29,43
499 à 518	- 600					220	
277 à 318	- 791	8,35	25,4	17,89	31,1	149	37,77

La pente de cette droite ajustée par moindres carrés donne le temps de vie et l'intersection avec l'axe des abscisses donne β_{eff}:

$$\tau = 267\ \mu\text{sec}$$
$$\beta_{eff} = 277.10^{-5}$$

Pour cet ajustement, les points expérimentaux ont été affectés d'un poids pour tenir compte du nombre de mesures faites pour une même réactivité.

3/ Evaluation de ε :

L'efficacité des compteurs ε est déduite directement des valeurs de Z_c ajustées :

$$\varepsilon = \frac{Z_c (1 - K_p)^2}{K_p \Gamma} \qquad \text{avec} \quad \Gamma = \frac{\overline{\nu^2} - \overline{\nu}}{\overline{\nu}}$$

Γ a été mesuré pour les différents isotopes fissiles (60-61) et pour le Pu-239 vaut 2,435 ± 0,054.

K_p est connu par la mesure des réactivités et avec la valeur ajustée de β_{eff}.

Dans le tableau XXIV on a porté pour chaque réactivité la valeur de ε correspondant à la configuration de compteurs employés.

Pour la réactivité de - 250.10⁻⁵, nous avons mesuré directement (54) l'efficacité des compteurs à l'aide d'une petite chambre à fission au plutonium placée au centre de la pile. On connait exactement la quantité de plutonium déposée dans la chambre, et le rapport du flux de neutrons moyen dans le coeur, au flux maximum dans lequel se trouve baignée la chambre. Le taux de comptage des compteurs étant rapporté à celui de la chambre, on en déduit l'efficacité par la relation :

$$\varepsilon = \frac{1}{\overline{\nu}} \cdot \frac{N_c}{n} \cdot \frac{m}{M} \cdot \frac{\Phi_{max}}{\Phi} \quad \text{coups/neutron}$$

où N_c = taux de comptage des compteurs ;

n = taux de comptage de la chambre à fission ;

m = masse de plutonium dans la chambre à fission ;

M = masse de plutonium dans le coeur.

Les efficacités déduites par ces deux méthodes sont en bon accord.

$$\varepsilon_{direct} = 6.10^{-5} \text{ à } 10\ \% \text{ près}$$
$$\varepsilon_{ajusté} = 5.5.10^{-5}$$

Tableau XXIV

Type de compteurs	Réactivité (en 10^{-5})	Z	ε ajusté avec $\beta_{eff} = 275.10^{-5}$
4 BB dans le graphite	- 50 - 100 - 250	11,81 8,95 4,88	$51,2.10^{-6}$ $51,8.10^{-6}$ $55,10^{-6}$
5 BB 4 dans la glucine 1 dans le coeur	- 140 - 240 - 365	41 25,9 14,5	$290\ 10^{-6}$ $282\ 10^{-6}$ 254.10^{-6}
4 BB contre la cuve	200	26,8	$250\ 10^{-6}$
3 BB dans le graphite	200	3,64	$33,8.10^{-6}$
3 BB + 2 (5EB 40)	400 500 600	22,25 15,09 12,91	$417\ 10^{-6}$ $374\ 10^{-6}$ $406\ 10^{-6}$
3 BB + 2 (5EB 40)	420 565 790	20,7 13,7 7,9	$411\ 10^{-6}$ $398\ 10^{-6}$ $368\ 10^{-6}$

Pour une même configuration de compteurs, les efficacités trouvées pour les différentes réactivités sont bien groupées. On peut ainsi estimer précise à 10 % la connaissance de cette efficacité.

Remarque.

Comme Luckow (49) l'avait déjà indiqué, cette méthode pourrait être utilisée dans les piles de puissance pour mesurer la puissance. La difficulté réside alors, dans l'obtention d'une efficacité suffisante pour déceler les corrélations. La précision de la mesure n'est toutefois pas meilleure (~ 10 %) que pour les mesures thermiques, nécessaires de toute façon.

2 - Méthodes "α-Rossi" (55) (58)

Les conditions requises pour cette mesure sont :

- intensité des sources très faible ;
- temps de vie court ;
- efficacité de comptage élevé.

Aucune de celles-ci n'est bien réalisée dans Proserpine. L'intensité des sources provenant des fissions spontanées et des réactions (α, n) est de l'ordre de 4.10^4 neutrons/seconde. Elle est intrinsèque à Proserpine et ne peut être diminuée. Il est donc difficile, pour une multiplication de l'ordre de 500 de séparer les coïncidences corrélées et les coïncidences fortuites.

Le temps de vie est d'un ordre de grandeur très différent de celui des piles à neutrons rapides (10^{-4} au lieu de 10^{-8} sec) où cette méthode est habituellement utilisée.

Enfin, l'efficacité de comptage est limitée par la place disponible pour les compteurs et atteint au maximum 4.10^{-4}.

Malgré ces conditions limites, nous avons tenté de mesurer les coïncidences retardées, pour vérifier que les valeurs de α ainsi trouvées étaient du même ordre de grandeur que celles déduites par la mesure de variance.

L'appareillage était identique à celui de la variance, les liaisons étaient différentes afin d'obtenir le fonctionnement suivant :

- un neutron déclenche un cycle de 8 portes adjacentes ;
- on compte dans les 8 portes les impulsions provenant de tous les compteurs ;
- le cycle s'interrompt quand la huitième porte est fermée ;

- le cycle repart avec une nouvelle impulsion de déclenchement. On accumule ainsi sur les échelles, les comptages de plusieurs cycles.

Les mesures ont été effectuées pour plusieurs réactivités, et pour chacune, avec des portes ayant des largeurs de 2 à 20 millisecondes.

D'après l'expression déduite au paragraphe II, on peut exprimer le taux de comptage, N sous la forme :

$$N = A + B.\, e^{-\alpha t} \tag{40}$$

où A et B sont indépendants de t.

On a fait l'ajustement par moindres carrés sur la droite :

$$\text{Log}\,(N - A) = -\alpha t + \text{Log}\, B$$

Sur les figures 49 et 50 on a porté les points expérimentaux et la droite ajustée.

Les valeurs de α ainsi obtenues ont été portées sur la figure 51. L'ensemble de ces points est situé sur une bande parallèle à la droite ajustée avec les mesures de variance, et légèrement au-dessous.

Remarque :

La difficulté de cette méthode dans le cas de Proserpine provient de la petitesse du terme exponentiel devant le terme constant. Certaines expériences (α-Rossi et variance) ont été faites avec le même appareillage et pour la même réactivité. Les résultats obtenus par la mesure de variance peuvent être utilisés pour vérifier les mesures α Rossi.

En comparant les équations (25) et (40), on voit que :

$$A = \varepsilon \int F\, dt = \langle c \rangle \frac{dt}{\Delta t}$$

$$B = \frac{\varepsilon\, .K_p \Gamma}{2\,\alpha\,\tau^2} = \frac{1}{2}\, Z\,\alpha$$

Or les différents termes $\langle c \rangle$, Z, α sont déterminés par la mesure de variance. Sur la figure 52, on a tracé la droite obtenue de cette façon et les points obtenus par la mesure α-Rossi. La dispersion de ces points est très grande.

En conclusion, si la méthode α-Rossi est applicable à une pile de type Proserpine, les résultats qu'on peut en attendre sont largement contenus dans la méthode de variance. Par ailleurs, elle est beaucoup plus délicate, et exige des compteurs à très grande efficacité.

Dans ces conditions il est illusoire de vouloir déterminer le β effectif de la pile. Par contre, le temps de vie peut être déterminé avec une bonne précision.

4 - CONCLUSION.

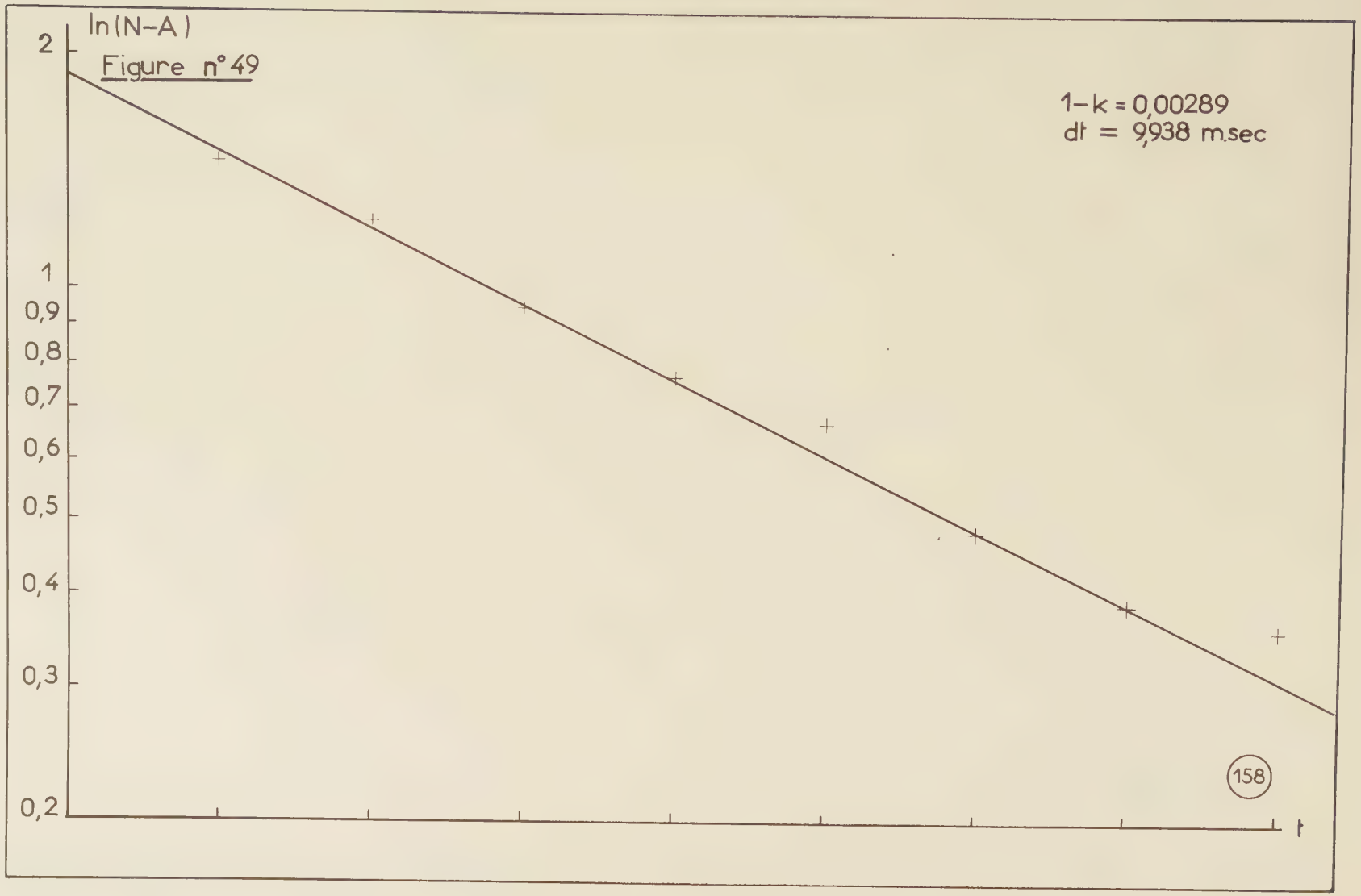
1 - Cette étude a mis en évidence les corrélations entre neutrons, dues au processus de multiplication. L'amplitude de l'écart à la loi de Poisson peut être très élevé, surtout près de l'état critique et pour des temps de comptage de une à plusieurs minutes. Par exemple, pour une réactivité de $-\,140.10^{-5}$, et un temps de comptage d'une minute, l'écart quadratique moyen est égal à 14 fois l'écart standard.

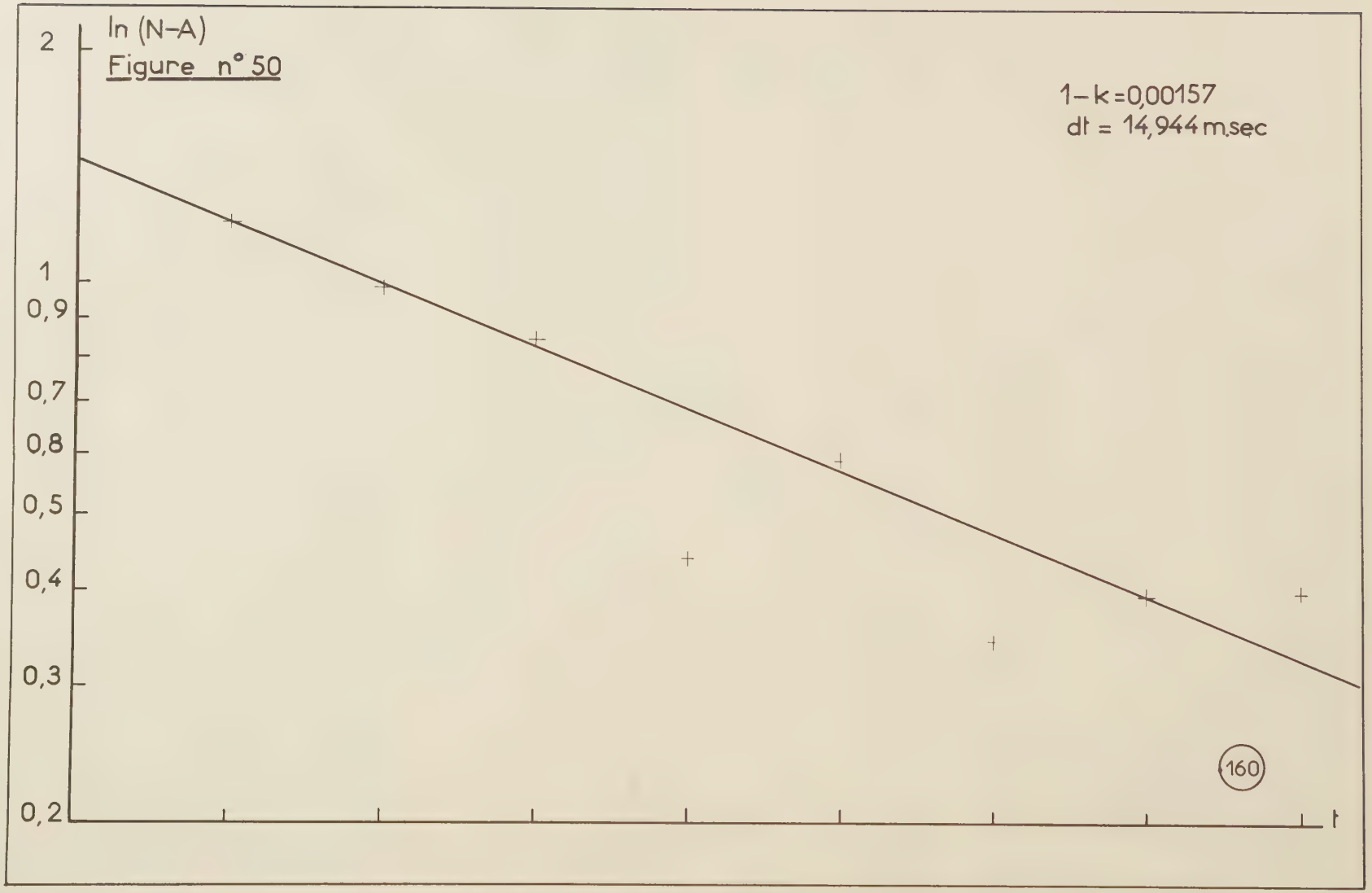
Ces corrélations expliquent les fluctuations de comptage, observées par tous les physiciens lors des approches sous-critiques des piles. Il peut en résulter, pour les petites piles, une indétermination de l'état critique.

Les corrélations entre neutrons prompts et neutrons retardés ne peuvent être négligées. Elles deviennent prépondérantes pour les longs temps de comptage et près de l'état critique. La théorie de ces corrélations, bien que fondée sur des hypothèses simplificatrices, a été largement vérifiée par nos expériences.

Les effets pour lesquels interviennent les dimensions et l'emplacement des compteurs, n'ont pu être mis en évidence. Cependant, les compteurs avaient des dimensions légèrement différentes, et leurs positions variaient du centre du coeur, à 50 cm de l'axe, dans le graphite. Ceci prouve la finesse de ces phénomènes.

2 - Les mesures de variance ont permis de mesurer le temps de vie et le pourcentage effectif de


ln(N-A)
Figure n°49
1-k = 0,00289
dt = 9,938 m.sec
2
1
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
158
t


ln (N-A)
Figure n° 50
1-k=0,00157
dt = 14,944 m.sec
2
1
0,9
0,7
0,8
0,5
0,4
0,3
0,2
160
t

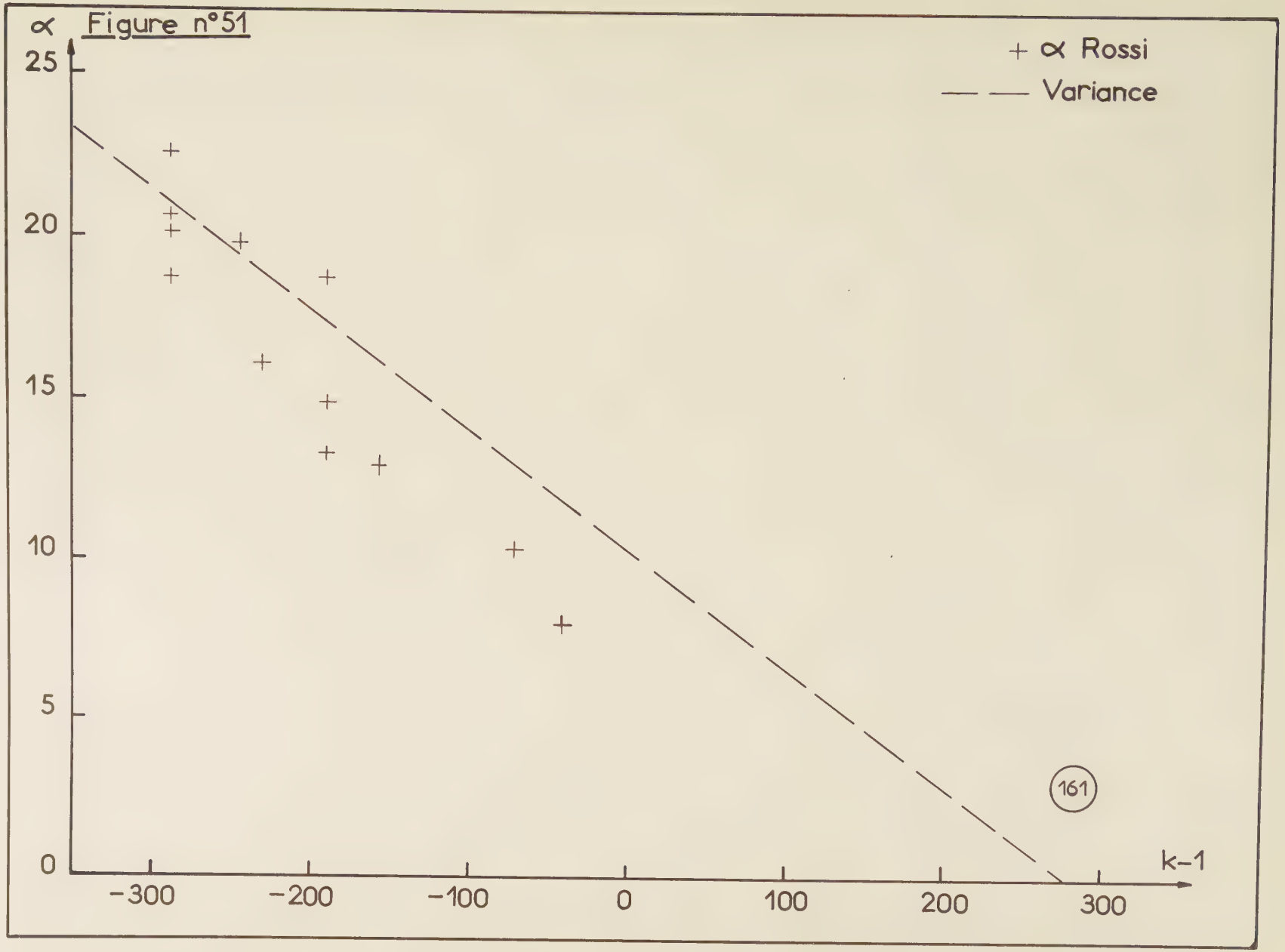
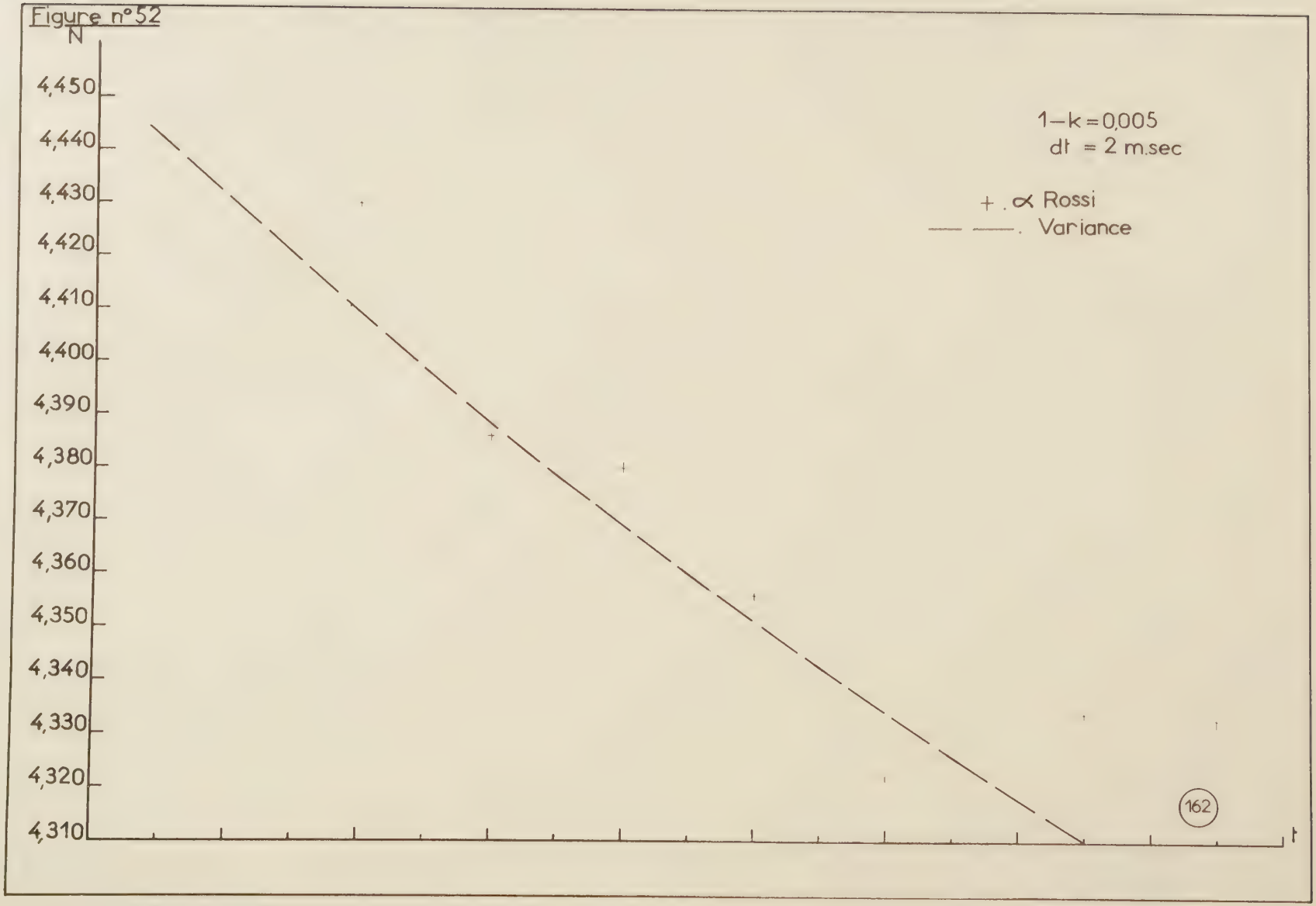


Figure n°51
α
25
20
15
10
5
0
+ α Rossi
Variance
161
k-1
-300
-200
-100
0
100
200
300

Figure n°52


N
4,450
4,440
4,430
4,420
4,410
4,400
4,390
4,380
4,370
4,360
4,350
4,340
4,330
4,320
4,310
1−k=0,005
dt = 2 m.sec
+ . ∝ Rossi
—— ——. Variance
162
t

neutrons retardés. La valeur de τ (267 microsecondes) ne coïncide pas avec celle déduite des mesures d'oscillation (177 microsecondes). Bien que les emplacements des compteurs étaient nettement différents (dans le cœur et dans le réflecteur), ceci ne peut expliquer tout l'écart.

La valeur de β_{eff} n'est pas en meilleur accord avec les précédentes. Seules des mesures à l'état critique pourraient améliorer cette précision. Malheureusement, la présence d'un réflecteur en oxyde de béryllium rend impossible une telle mesure, car la population de neutrons dérive, à cause des photo-neutrons.

3 - Les mesures α-Rossi, effectuées sur Proserpine, sont les premières à être publiées pour une pile à neutrons thermiques. Les résultats obtenus sont contenus dans les résultats des mesures de variance, mais la dispersion des valeurs ajustées de α est plus grande. La difficulté de ces mesures provient de la faible proportion des coïncidences corrélées par rapport aux coïncidences fortuites.

Pour améliorer la précision, des mesures au-delà de l'état critique en neutrons retardés seraient nécessaires. La pile doit alors être spécialement conçue à cet effet, comme les expériences critiques à neutrons rapides de Los Alamos.

Cette étude mériterait d'être poursuivie en aménageant dans la pile, des cavités plus grandes, pour placer des compteurs très efficaces. Ainsi, les phénomènes plus fins pourraient être étudiés, comme l'effet de la position des compteurs et de leurs dimensions. L'emploi de l'uranium-235 rendrait aussi ces mesures plus aisées.

BIBLIOGRAPHIE

(1) HORTON et Mc CULLEN - Plutonium water critical assemblies - P/428 (Genève 1955).

(2) D. CALLIHAN et coll. - Small homogeneous critical assemblies - P/834 (Genève 1955).

(3) L.D.P. KING - Design and description of water boiler reactors - P/488 (Genève 1955).

(4) J. TACHON et coll. - "Proserpine". Expérience critique homogène avec le plutonium - P/1203 (Genève 1958).

(5) J. BERTRAND, P. LECOUSTEY, J. TACHON - Proserpine, pile au plutonium française - Industries Atomiques, Vol.II n° 5/6.

(6) J. TACHON - Proserpine. Expérience critique homogène avec le plutonium - B.I.S.T. n° 18 (Juin 1958).

(7) D.F. HAYES - A summary of accidents and incidents involving radiation in atomic energy activities - TID-5360.

(8) FLORA et coll. - Preliminary results on the kinetic behavior of water boiler reactors - NAA-SR-1896.

(9) M. GUERY, J. TACHON - Etude de chambres à fission miniatures - Rapport CEA n° 744.

(10) J. TACHON - Dispositif de transvasement de solutions de plutonium pour une expérience critique - Symposium on Glove-Box Design and Operation (Harwell Janvier 1957).

(11) GLASSTONE and EDLUND - The elements of nuclear reactor theory.

(12) J.F. HILL - One and two group theory of cylindrical piles - AERE T/R 170.

(13) A. HASSITT - Methods of calculation for heterogeneous reactors - Prog. of Nucl. Energy Series I - Vol.II.

(14) M.J. POOLE et coll. - The measurement and theory of reactor spectra - Prog. of Nucl. Energy Series I - Vol.II.

(15) E.P. WIGNER and J.E. WILKINS - Effect of the temperature of the moderator on the velocity distribution of neutrons - AECD-2275.

(16) H.F. BROWN - Neutron energy spectra in water - DP 64.

(17) M. GUERY, C. LELOUP, P. LECOUSTEY, J. TACHON - Essai de déterminations expérimentales du spectre de neutrons dans la pile Proserpine, par des méthodes intégrales - Note EC/S n° 22.

(18) H. AMSTER and R. SUAREZ - The evaluation of thermal constants averaged over a Wigner-Wilkins flux spectrum - WAPD-TM-39.

(19) B.R. LEONARD et coll. - The relative variation of η for Pu-239 with incident neutron energy - HW 44.525.

(20) C.H. WESTCOTT - Effective cross section values for well moderated thermal reactor spectra - CRRP-787.

(21) H.M. SKARSGARD and C.J. KENWARD - Measurements of the energy dependence of the fission neutron yield per neutron absorbed in Pu-239 and U-235 in the range 0.006 - 0,36 ev - Journal of Nuclear Energy - Vol.6 n° 3.

(22) P.F. ZWEIFEL, C.D. PETRIE - Averages of thermal cross-sections for hydrogen moderated assemblies - KAPL-1469.

(23) J.T. THOMAS - Parameters for two group analysis of critical experiments with water reflected spheres of UO_2F_2 aquerous solutions - ORNL-2081.

(24) J. LACOUR, V. RAIEVSKI - (non publié).

(25) J.C. KOECHLIN, J. MARTELLY, V.P. DUGGAL Mesure de longueur de diffusion des neutrons thermiques dans l'oxyde de béryllium - Genève 1955 P/359.

(26) P.A. KRUPCHITSKY - Cross section for thermal neutron absorption and resonance absorption integral in Pu-240 - The Soviet Journal of Atomic Energy Vol. 2 n° 3 - 1957 p. 291.

(27) H. GOLDSTEIN, P.F. ZWEIFEL, D.G. FOSTER - Le ralentissement des neutrons dans les milieux hydrogénés. Etat de la théorie et comparaison avec l'expérience - Genève 1958 P/2375.

(28) R. GWIN, D.K. TRULEY, A.M. WEINBERG - Etudes expérimentales et théoriques sur des montages critiques sans réflecteur contenant des solutions aqueuses d'uranium-235 - Genève 1958 - P/593.

(29) P. BENOIST et coll. - Critical and subcritical experiments on U-BeO lattices - Genève 1958 (P/1192).

(30) S. PEYTIER, J. TACHON - Reactions (α, n) dans une solution de $(SO_4)^2$ Pu - Note SEC n° 18.

(31) R. AGAISSE, C. CLOUET D'ORVAL - Fonctionnement du compteur de neutrons type "BB" - Note EC/S n° 34.

(32) F. BERGER, J. BERTRAND - Mesure et régulation du niveau d'un réacteur homogène au plutonium - Rapport CEA n° 1054.

(33) F.G. PROHAMMER - A comparison of one dimensional critical mass computations with experiments for completely reflected reactors - ORNL-2007.

(34) J. HALPERIN et coll. - Effective reactor cross sections in MTR fuel assemblies - Nucl. Sc. and Eng. Vol. 3 n° 4 p. 395.

(35) P.R. FIELDS et coll. - Pile neutron cross sections of the heavier plutonium isotopes - Preprint 202 - Cleveland (1955).

(36) C.H. WESTCOTT - Effective cross-sections and cadmium ratios for the neutron spectra of thermal reactors - Genève 1958 P/202.

(37) G.R. KEEPIN et coll. - Delayed neutrons from fissionable isotopes of uranium, plutonium and thorium - Phys. Rev. 107 n° 6. 1044.

(38) F. DE HOFFMANN - Criticality of the water boiler and effective number of delayed neutrons - AECD-3051.

(39) R. AGAISSE, R. LE GUEN, D. OMBREDANE - Oscillateur du modulateur de neutrons - Note EC/S n° 26.

(41) H. EMENDÖRFER - On the effectiveness od delayed neutron in a reflected reactor - (Genève 1958 - P/960).

(42) R.E. AVEN - Delayed neutrons and their reactivity contribution to the homogeneous reactor ORNL - CF 51-12-1.

(43) FRIEDMANN - Delayed neutron group constant - WAPD - TM. 6.

(44) J. DE LAMARE, J. TACHON - Calcul du coefficient de température d'une pile homogène à matière fissile très enrichie - Juin 1957 - non publié.

(45) PIGFORD et coll. - Neutron lifetimes and void coefficients for Research reactors PREPRINT 154 (Nucl. Eng. - Congress 1955).

(46) F. DE HOFFMANN - Statistical aspects of the pile theory - The science and engineering of nuclear power p. 103.

(47) E.D. COURANT, P.R. WALLACE - Fluctuations of the number of neutrons in a pile - Phys. Rev. Vol. 72 (Déc. 1947).

(48) PAL - Statistical fluctuations of neutron multiplication - Genève 1958 - P/1710.

(49) W.K. LUCKOW - The evaluation of nuclear reactors parameters from measurements of neutron statistics - Thèse (Mars 1958) I.P. 270.

(50) V. RAIEVSKI - Fluctuations statistiques du nombre de neutrons dans une pile - Rapport CEA n° 917.

(51) FEYNMAN et coll. - Dispersion of the neutron emission in U-235 fission - Journal of Nuclear Energy (Août 1956).

(52) F. BERGER, R. RENAUX - Dispositif d'enregistrement automatique à bande magnétique - (Rapport EC/S à paraître).

(54) M. CLOUET D'ORVAL, M. GUERY, DEILGAT, J. TACHON - Etalonnage de puissance du réacteur Proserpine -(Rapport EC/S n° 24).

(55) J.D. ORNDOFF - Prompt neutron periods of metal critical assemblies - Nucl. Sc. and Eng. 2 p. 450 (1957).

(56) J.D. ORNDOFF - Communication privée.

(58) BRUNSON - Measuring the prompt period of a reactor - Nucleonics (Nov. 1957).

(59) Mc CULLOUGH - An absolute measurement of the effective delayed neutron fraction in the fast reactor Zephyr - AERE R/M 176 (1958).

(60) LEACHMAN - Emission of prompt neutron - Phys. Rev. 101 n° 3 p. 1005.

(61) M. JACOB - Etude du nombre de neutrons émis par la fission de Pu-239 - Rapport CEA n° 652.

(62) M.G. BHIDE et coll. - Neutron studies at APSARA - Genève 1958 P/1894.

(63) V. RAIEVSKI, J. HOROWITZ - Détermination du libre parcours des neutrons - Onde Electrique n° 343 p. 821.

(64) M. LE BAUD - Appareillage électronique pour la mesure de la longueur de diffusion dans le graphite - Onde Electrique n° 343 - p. 833.

(65) J. DE LAMARE - Effets de température dans les piles hétérogènes à uranium naturel - Rapport SPM n° 142.

(66) C.C. HORTON - The temperature coefficient of homogeneous spherical reactors - AERE RP/M 65.

(67) Mc MURRY - Perturbation theory and applications. I. Theoretical IDO 16 252.

(68) Y. ARTUR - Densité des solutions aqueuses de sulfate de plutonium IV - Service Plutonium Note n° 73.

(69) D.A. KOTTWITZ - Neutron fluxes in a non absorbing heavy gaz medium with a temperature discontinuity - HW 51.983.

(70) B. BAILLY du BOIS, J. HOROWITZ, L. MAURETTE - Thermalisation des neutrons - Rapport SPM n° 525.

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION 3

Chapitre I - DESCRIPTION DE LA PILE 7

1 - Description de l'ensemble 7

2 - Optimisation de la masse critique 7
1/ Structure 7
2/ Géométrie 7
3/ Cuve 9
4/ Cavités 9

3 - Caractéristiques des barres de contrôle 9

4 - Prévention de la contamination 10
1/ Première enceinte : Cuve 10
2/ Deuxième enceinte : Boites à gants 13
3/ Troisième enceinte : Cabine - Cloche 13
4/ Quatrième enceinte : Bâtiments 14

Chapitre II - CONDITIONS CRITIQUES 15

A - Calculs 15

1 - Modèle théorique 15
1/ Equations de la diffusion 15
2/ Détermination des conditions critiques 16
a) Milieu sphérique 16
b) Milieu cylindrique 17
3/ Variante 18

2 - Choix des constantes 19
1/ Choix du spectre 19
2/ Constantes pour le groupe thermique 19
3/ Constantes pour le groupe rapide 22

3 - Résultats des calculs 23
1/ Géométrie sphérique 23
2/ Géométrie cylindrique 23

B - Expériences 26

1 - Dispositifs de mesure 26
1/ Mesures neutroniques 26
2/ Mesures chimiques 26
3/ Mesures géométriques 28
4/ Mesures de température 28

2 - Approche sous-critique 28
1/ Préparation des solutions 28
2/ Mode opératoire 28

Pages

3 - Résultats ... 28
1/ Cuve en acier inoxydable ... 28
2/ Cuve en zircalloy ... 32

C - Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux ... 32

1 - Effet de la nature de la cuve ... 33

2 - Effet de la cavité ... 33

3 - Passage de la géométrie sphérique à la géométrie cylindrique ... 33

4 - Effet du plutonium 240 ... 33

5 - Comparaison des valeurs absolues de masse critique ... 38

Chapitre III - DETERMINATION DE LA RELATION ENTRE PERIODE ET REACTIVITE ET MESURE DU TEMPS DE VIE PAR OSCILLATIONS ... 43

1 - Position du problème ... 43
1/ Mesure de la période de doublement de puissance T ... 43
2/ Comparaison à un étalon de réactivité ... 43

2 - Etalonnage absolu en réactivité ... 43

A - Théorie ... 43
1/ Principe de la méthode ... 43
2/ Choix du paramètre ξ ... 44
3/ Mode opératoire ... 44
4/ Calcul de Γ ... 44

B - Expérience ... 45
1/ Etalonnage de la barre ... 45
a) Etalonnage intégral à concentration constante ... 45
b) " différentiel " " ... 45
c) " intégral à volume constant ... 45
2/ Additions de solution de remplacement ... 49

C - Discussion des résultats ... 51

3 - Détermination de la courbe $\rho = f(t)$ ... 51
1/ Principe ... 51
2/ Appareillage de mesure ... 51
3/ Résultats ... 53
4/ Discussion des résultats ... 53
5/ Comparaison avec le calcul ... 53

4 - Mesure du temps de vie par oscillation ... 55
1/ Appareillage ... 55
2/ Forme du signal de réactivité ... 57
3/ Mesure de l'amplitude des oscillations neutroniques ... 57
4/ Ajustement des paramètres τ et β_{eff} ... 59

5 - Conclusion ... 62

Chapitre IV - COEFFICIENT DE TEMPERATURE ... 65

A - Calculs ... 65

1 - Modèle théorique ... 65

2 - Effets composant le coefficient de température ... 67

3 - Coefficients de température partiels ... 68

4 - Calcul des $d\xi/dT$ ... 68

5 - Résultats du calcul ... 74

B - Expériences ... 75

1 - Dispositif expérimental ... 75

Pages

2 - Mode opératoire 76

3 - Résultats 76

C - Conclusion 82

Chapitre V - CORRELATIONS ENTRE NEUTRONS DANS LES REACTIONS EN CHAINE

1 - Introduction 85

2 - Etude théorique 85
1/ Loi de distribution des fluctuations de la population totale de neutrons prompts 85
2/ Loi de distribution des fluctuations de la population de neutrons (prompts et retardés) 89
1/ Equations différentielles pour les variances 89
2/ Fonction génératrice de probabilité f 89
3/ Passage à la variance mesurée sur un temps T 91
4/ Passage à la variance déduite des taux de comptage C 91
5/ Résultats des calculs - Courbes d'erreur 92

3 - Etude expérimentale 95
1/ Mesure de la variance réduite en fonction de $\bar{T}$ et K_p 95
1/ Appareillage 95
2/ Résultats 97
3/ Ajustement des paramètres 98
2/ Mesures α Rossi 109

4 - Conclusion 110

BIBLIOGRAPHIE 117

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

LES PLASMAS DANS LES DISPOSITIFS A COMPRESSION DU TYPE "PYROTRON".

Vu et approuvé
Paris, le 24 Mai 1960
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. PERES

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
Jean SARRAILH

IMP. LOUIS-JEAN, — GAP
Depôt légal n° 168 — 1960